BIDRAG
TILL KÄNNEDOM OM
JÄRNGLANSENS MAGNETISM

AKADEMISK AFHANDLING

SOM MED TILLSTÅND AF

VIDTBERÖMDA FILOSOFISKA FAKULTETENS I UPSALA

MATEMATISKT-NATURVETENSKAPLIGA SEKTION

FÖR VINNANDE AF FILOSOFISK DOKTORSGRAD

TILL OFFENTLIG GRANSKNING FRAMSTÄLLES

AF

J. WESTMAN

FIL. LIC. AF NORRLANDS NATION

Å FYSISKA LÄROSALEN

LÖRDAGEN DEN 27 FEBRUARI 1897 KL. 10 F. M.

UPSALA 1897

AKADEMISKA BOKTRYCKERIET

EDV. BERLING.

ACAD.
LUGD.BAT.
BIBL.

Innehållsöfversigt.

Sid.

Inledning 1

§ 1. Den experimentella anordningen 4

§ 2. Observationsmetod 12

§ 3. Momentens beroende af magnetiserande kraften.

A. Stafvarna 3*a* 4 och 5 i starkare fält 15

B. Stafvarna 3*a* och 4 i svagare fält 17

C. Stafvarna 1*a* och 1*c* 19

§ 4. Momentens beroende af initialmomentet. Entydighet 22

§ 5. Om magnetiseringens riktning 25

§ 6. Magnetiska induktionen.

A. Magnetiska induktionen i hufvudsymmetriplanet 27

B. Magnetiska induktionen i ett symmetriplan genom hufvudaxeln 29

C. Induktionen beroende af magnetiserande kraftens riktning i starkare fält 33

§ 7. Öfvergång till absolut mått 36

Bihang 41

Résultats principaux des recherches physiques sur le fer oligiste de Kragerö 49

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548913_0063

Inledning.

Den första experimentella undersökningen öfver kristallers förhållande i ett magnetfält gjordes 1847 af *Plücker*[1]), som då visade, dels att kristaller i allmänhet påverkas af ett magnetfält, dels att de dervid icke förhålla sig som isotropa kroppar, såsom redan *Poisson*[2]) på teoretiska grunder förmodat. Upphänges exempelvis en sfär af en isotrop kropp utan koercitivkraft i ett magnetfält, så är jämvigtsläget indifferent; en sfär af en kristall åter söker i allmänhet intaga ett visst bestämdt jämvigtsläge. Han upptäckte snart äfven symmetriförhållanden i kristallers magnetiska egenskaper, hvilka han sökte sammanställa med de optiska, och kom dervid slutligen till den uppfattningen, att de kunde sammanfattas med tillhjelp af en ellipsoid — för enaxiga kristaller en rotationsellipsoid — analog med *Fresnels* polarisationsellipsoid[3]).

Ungefär samtidigt med *Plücker* upptogs frågan af *Faraday*, som på grund af sina egna och *Plückers* iakttagelser lyckades koordinera dessa komplicerade fenomen medels den enkla hypotesen, att en kristalls ledningsförmåga för magnetiska kraftlinier är i allmänhet föränderlig från en riktning till en annan och att kristallen i ett magnetfält söker intaga den ställning, som möjliggör den lättaste genomgången af kraftlinier[4]). Med anledning af *Plückers* undersökningar uppstälde *W. Thomson*[5]) 1850 en teori för inducerad magnetism i kroppar, som sakna koercitivkraft och äro så svagt magnetiska, att lagen om verkningarnas superposition i fråga om induktion genom magnetiserande krafter kan antagas gälla. Under 1850-talet bidrogo för öfrigt *Hankel*[6]), *Beer*, *Knoblauch* och

---

[1]) *Plücker:* Ueber die Abstossung der optischen Axen der Krystalle durch die Pole der Magnete. Pogg. Ann. Bd. LXXII, pg. 315, 1847.

[2]) *Poisson:* Mémoire sur la théorie du magnetisme. Mém. de l'Acad. Roy. des sciences de l'Institut de France, 5, 1821, 1822 (1826) pg. 258 et 259.

[3]) *Plücker:* On the magnetic induction of crystals. Phil. Trans. Part. II 1858, pg. 544.

[4]) *Faraday:* Magnetic conducting Power. Phil. Trans. Part I, 1851, pg. 29.

[5]) *Thomson, W.:* Reprint of Papers on Electrostatics and magnetism 1872, pg. 465.

[6]) *Hankel:* Ber. der K. Sächs. Ges. d. Wiss. pg. 99, 1851.

Tyndall samt *Grailich* och *von Lang*[1]) till hithörande frågors experimentella lösning genom undersökning af ett stort antal kristaller. Vidare hafva *Rowland* och *Jacques*[2]) 1879 bestämt magnetiseringskoefficienterna för kalkspat och vismut och slutligen hafva i sista årtiondet *W. König* och *Fr. Stenger* återupptagit frågan i afsigt att verifiera *Thomsons* induktionsteori. De hafva också funnit[3]), att observerade fakta för kalkspat äro dermed förenliga. I fråga om kvarz äro deras uppgifter icke fullt öfverensstämmande, hvilket möjligen kan bero derpå, att denna kristall kan hafva remanent magnetism enligt hvad *Tumlirz* uppgifver[4]).

En kristall, som synnerligen väl lämpar sig för magnetiska undersökningar, är järnglans på grund af sin åtminstone i vissa riktningar relativt stora susceptibilitet. På uppmaning af *Professor K. Ångström* har jag något närmare studerat dess magnetiska egenskaper. Material har välvilligt stälts till mitt förfogande af *D:r H. Bäckström*, som förut undersökt järnglansens värmedilatation, termoelektricitet samt ledningsförmåga för värme och elektricitet[5]). För detta ändamål förfärdigades af en stuff järnglans från Peder Ankers Grube på Langö vid Kragerö i Norge en del prismatiska stafvar med rektangulär eller nära nog kvadratisk genomskärning. Då järnglans kristalliserar i det hexagonala systemet (med romboedrisk hemiedri) äro figuraxlarna riktade efter hufvudaxeln hos stafvarna 1*a* och 1*c* samt efter en mellanaxel (i hufvudsymmetriplanet) hos stafven 3*a*, hvarjämte tvänne mellanriktningar äro representerade af stafvarna 4 och 5, hvilkas figuraxlar med hufvudaxeln bilda vinklarna 27°15′ och 38°6′ resp. Vid stafvarnas beteckning utmärker sålunda 1 hufvudaxeln och 3 mellanaxlarna, hvarjämte 2 i det följande skall angifva biaxlarna. Samtliga dessa stafvar äro tagna ur ett och samma stycke, hvarom *Bäckström* yttrar i den första af nyss citerade afhandlingar sid. 537: Das Material besteht aus grossen, platten Krystallstücken, oben und unten von der Basis begrenzt und bisweilen mit kleinen Krystallflächen an den Seiten. Die basale Endfläche ist glänzend, mit dreiseitiger Streifung und hie und da mit gut ausgebildeten dreiseitigen

[1]) *Liebisch:* Physikalische Krystallographie 1891, pg. 185—222.

[2]) *Rowland* and *Jacques:* American Journal pg. 360 and 368, 1879. Resultatet sannolikt felaktigt. Se *v. Ettinghausen:* Wied. Ann. 17 pg. 274, 1882.

[3]) *König, W.:* Wiedemanns Ann. 31, pg. 273, 1887 samt
Stenger, Fr.: » » 35, pg. 331, 1888.

[4]) *Tumlirz:* Sitzungsberichte der Wien.-Akad. 91, (2), pg. 301, 1885.

[5]) *Bäckström:* Öfvers. af Kongl. Vet. Akad. Förh. 1888 № 8, s. 533 och 553 samt 1894 № 10 s. 545.

Aetzgrübchen, von einem niedrigen Rhomboeder gebildet. Diese wie auch die Streifung sind überall auf gleiche Weise orientirt, woraus einleuchtet, dass das ganze Stück aus einem einzigen Individen besteht. — Die erwähnten Aetzfiguren gestatten auch eine genaue Orientirung der Stäbe.

Homogeniteten hos dessa stafvar 1 *a*, 1 *c*, 3 *a*, 4 och 5, som jämte tre andra 2, 3 och 3 *α*, hvartill jag sedan skall återkomma, ligga till grund för min undersökning, har jag icke undersökt, då de samtliga utom 1 *c* användes af *Bäckström* vid hans här ofvan omnämda undersökning af elektriska ledningsmotståndet och dervid befunnos homogena. Stafven 3 *a* hade visserligen sedan dess blifvit afbruten, men detta kan icke inverka på homogeniteten hos den del jag undersökt, då ytorna äfven under mikroskopet visade sig jämna och sprickfria. Då järnglansen är temligen spröd, hade stafvarnas kanter på några ställen skadats, i det att små flisor bortstötts. Härför har jag emellertid i det följande icke anbragt någon korrektion, då volymen derigenom ändrats med högst en tredjedels procent.

Någon annalys af den stuff, hvarur ifrågavarande stafvar äro tagna, har icke blifvit gjord. Emellertid har järnglans från samma fyndort blifvit analyserad af *Rammelsberg*, som funnit[1]):

$$
\begin{aligned}
Ti\,O_2 &= 3.55 \\
Fe_2\,O_3 &= 93.63 \\
Fe\,O &= 3.26 \\
\hline
&\ 100.44
\end{aligned}
$$

I *Tab. 1* sammanställas några af stafvarnas konstanter. Vinkeln mellan stafvens figuraxel och kristallografiska hufvudaxeln angifves af θ.

Tab. 1.

Staf	θ	Längd cm	Bredd cm		Tvärsektion cm²	Volym cm³	Vigt gram
1 *a*	0°	0.868	0.164	0.145	0.0238	0.0207	0.1069
1 *c*	0°	0.823	0.161	0.147	0.0237	0.0195	0.1012
3 *a*	90°	1.585	0.143	0.143	0.0204	0.0323	0.1659
4	27°15′	1.127	0.171	0.170	0.0291	0.0328	0.1703
5	38°6′	0.818	0.124	0.083	0.0103	0.0084	0.0431
2	90°	1.446	0.096	0.095	0.0091	0.0132	0.0671
3	90°	1.445	0.097	0.095	0.0092	0.0133	0.0678
3 *α*	90°	1.120	0.143	0.142	0.0203	0.0227	0.1172

[1]) *Rammelsberg:* Pogg. Ann. der Physik und Chemie, Bd CIV, pg 529.

De båda värdena under rubriken »Bredd» äro medelvärden af längden af motstående sidor i tvärsektionen och meddelas för att visa stafvarnas form. Man ser, att tvärsektionen är nära nog kvadratisk utom hos stafven 5.

Redan 1848 gjorde *Plücker*[1]) magnetiska undersökningar för järnglans från Elba och fann dervid, att den i pulverform hade en magnetiseringsintensitet, som uppgick till en half procent af järnets vid lika vigtsmängder. Med afseende på susceptibiliteten i olika kristallriktningar yttrar han i fråga om enaxiga kristaller[2]): A crystal not belonging to the tesseral system will nevertheless show no extraordinary magnetic induction, if all its three magnetic axis of induction are nearly equal to one another. This is the case in the following crystals: Oxide of iron (Eisenglanz), Quartz . . . Detta yttrande är icke tillämpligt på den järnglans, hvarom här är fråga, såsom af det följande skall framgå.

§ 1. Den experimentella anordningen.

Undersökningen har utförts genom att mäta stafvarnas magnetiska moment, såväl de totala som de remanenta, vid magnetisering i kraftfält af olika styrka. Enligt ett ofta användt och olika modifieradt förfarande[3]) fingo tvänne solenoider med liknämniga poler mot hvarandra kompensera hvarandras verkningar på en mellan dem upphängd magnetnål. Den järnglansstaf, som skulle undersökas, infördes i den ena solenoiden, der den magnetiserades och på grund deraf devierade magnetnålen en viss vinkel, af hvilken man sluter till stafvens totala moment. På grund af denna magnetisering bibehöll stafven, sedan strömmen brutits, en viss mängd remanent magnetism, som devierade magnetnålen en annan vinkel från jämvigtsläget. Häraf sluter man till remanenta momentets storlek.

Solenoiderna hade form af rullar, och då den ena användes för att inducera magnetism i järnglansstafvarna, benämnas de för korthetens skull induktionsrullar eller helt enkelt rullar.

---

[1]) *Plücker:* Pogg. Ann. der Physik und Chemie, Bd LXXIV pg. 337 und 343, 1849.

[2]) *Plücker:* Phil. Trans. Part. II 1858 pg. 583.

[3]) *Weber, W.:* Werke, Bd 3, t. 1, pg. 480 und 574, 1893 samt Elektr. Maassbest., Diamagnetismus. Abh. d. K. Sächs. Ges. Bd I, 1852.

Hughes: Magnetic Balance. Proc. Roy. Soc. XXXVI, pg. 167, 1884.

Den experimentella anordningen åskådliggöres af *Pl. I.* I *Fig. 1* är *M* magnetometern med de tvänne induktionsrullarna R_1 och R_2, af hvilka R_1 användes för magnetisering af stafvarna, *G* en Deprez-d'Arsonvals aperiodisk galvanometer för bestämning af intensiteten hos den ström, som passerade genom R_1 och R_2, *W* en anordning för reglering af intensiteten hos samma ström, *A* en kommutator och *T* en termostapel.

Termostapeln T var af *Clamonds* typ med 120 element, hettades med gas och gaf, sedan den brunnit ungefär en half timme, en temligen konstant ström.

I *W* är $a_1 a_2 a_3 a_4$ en järntråd med diametern 0.1 mm och $b_1 b_2$, som är isolerad från $a_1 a_2$ och $a_3 a_4$, en nickeltråd med diametern 0.55 mm. Afståndet $a_1 a_2 = a_3 a_4$, $a_1 a_4 = a_2 a_3$ och $b_1 b_2$ äro 5, 185 och 191 cm resp. Trådar af järn och nickel användes i stället för koppartrådar dels derför, att motståndet är större, dels också derför, att de mindre förorenas af kvicksilfret i glidkontakten *K*, som sätter de båda trådarna i ledande förbindelse med hvarandra. Den gröfre tråden togs ej af järn för att så mycket som möjligt undvika närvaro af järn inne i laborationsrummet. Man ser, att *W* är en Wheatstones brygga, i hvars ena grenledning, den egentliga bryggan, magnetometern *M* och galvanometern *G* äro insatta. Genom flyttning af kontakten *K* kunde med denna anordning strömstyrkan i den egentliga bryggan *kontinuerligt* varieras från noll till det största värde, som kom till användning.

Deprez-d'Arsonvals aperiodiska galvanometer G infördes i grenledningen *DEF* vid sidan af shunten *DHF*. Om då i är intensiteten hos den ström, som passerar genom induktionsrullarna R_1 och R_2, samt i_1, i_2 och r_1, r_2 strömstyrka och motstånd i grenledningarna *DEF* och *DHF*, så är

$$i = i_1 + i_2 \text{ och } i_1 r_1 = i_2 r_2$$

och sålunda

$$i = \left(1 + \frac{r_1}{r_2}\right) . \; i_1$$

Om temperaturen i de båda ledningarna är t_1 och t_2, och man sätter $r_1 = \varrho_1$ och $r_2 = \varrho_2$ vid $t = 0$, så är

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{\varrho_1}{\varrho_2} \left(1 + \varkappa \left(t_1 - t_2\right)\right),$$

eftersom temperaturkoefficenten $\varkappa$ är densamma, då båda ledningarna utgjordes af koppartråd. Ledningen DHF låg alldeles invid galvanometern, så att differensen i rumstemperatur i omgifningen till de båda ledningarna icke spelar någon märkbar roll. Den af strömmen sjelf alstrade uppvärmningen måste likaledes vara obetydlig, då strömmen är synnerligen svag. Om man antager att $t_1 - t_2$ är en grad, så skulle, då $\varkappa = 0.004$, felet i intensitetsbestämningen kunna uppgå till en half procent, om korrektionstermen $\varkappa(t_1 - t_2)$ negligeras. Detta göres alltid i det följande. Strömstyrkan i blifver härigenom proportionell mot i_1 och kan sålunda bestämmas af galvanometerns utslag. Då galvanometerspegeln S' var konkav, gjordes afläsningarna med den objektiva metoden.

För att finna sambandet mellan dessa utslag och strömstyrkan i insattes en kopparvoltameter jämte magnetometern i ledningen. Sedan stapeln brunnit så länge, att den gaf så konstant ström som möjligt, slöts denna under 30 till 40 minuter, hvarunder galvanometerutslagen aflästes för hvarje minut. Resultatet af sex bestämningar sammanfattas i *Tab. 2* der $\alpha - \alpha_0$ är medel-

Tab. 2.

№	$\alpha - \alpha_0$	Δv	t	ampère / skaldel
1	+ 218.3	123.0	30	0.000954
2	+ 132.4	87.8	35	963
3	+ 87.3	66.1	40	962
4	— 92.8	70.2	40	961
5	— 134.1	88.1	35	954
6	— 226.2	126.3	30	946
			med.	0.000957

värdet af utslaget i skaldelar, Δv katodens vigtstillökning i mgr och t tiden i minuter. Den sista kolumnen har beräknats med tillhjelp af att en ampère pr minut utfäller 19.68 mgr koppar. Man ser, att strömstyrkan är proportionell mot utslaget öfver hela skalan och att i medium

$$i = 0{,}000957\,(\alpha - \alpha_0).$$

I *magnetometern* M fasthålles magnetnålen N mellan tvänne platta aluminiumstafvar. Vid dessa är fästadt ett fint glasrör RR' och vid detta åter för dämpning af svängningarna ett glimmerblad BB' med spegeln S. Krokar och öglor gjordes af aluminium, och vigten af hela skeppet med magneten var endast 0.55 gram. Det uppbäres af kvarztråden TT' och kan höjas eller sänkas med stafven LL', som är rörlig med friktion i sin infattning. Framför spegeln S är anbragt ett planfönster å det yttre skyddande glasröret, som är infattadt i en messingsskifva med anordningar för nivellering och för att fästa det hela.

Kvarztrådens längd var 30 cm och diameter 0.005 mm ungefär. För att bestämma dess torsionsmoment vreds stafven LL' vinkeln $\delta = \pm 10^0$, $\pm 20^0$, $\pm 30^0$ och $\pm 40^0$ från det läge den hade, då nålen N stod i magnetiska meridianen, och aflästes spegelns häraf förorsakade vridning Δs mm. Afståndet mellan spegel och skala var $d = 1366$ mm. Tvänne serier sammanfattas i *Tab. 3*, der hvarje Δs_1 och Δs_2 är medelvärdet af 10 observationer samt $\varepsilon_1 = \frac{\Delta s_1}{2d.\delta}$ och $\varepsilon_2 = \frac{\Delta s_2}{2d.\delta}$ äro spegelns beräknade vridning för en grads vridning af

Tab. 3.

δ	Δs_1	Δs_2	ε_1	ε_2
+ 40°	121.08	120.42	3'.80	3'.78
+ 30	90.74	90.43	80	79
+ 20	60.27	60.29	79	79
+ 10	30.10	29.90	79	76
— 10	30.43	30.00	83	78
— 20	60.44	60.17	80	78
— 30	90.69	90.36	80	78
— 40	121.42	120.86	81	79
		med.	3'.80	3'.78

med. $\varepsilon = 3'.79$

stafven LL'. Medeltemperaturen var i förra serien 15.0 och i den senare 15.8 grader. Man ser, att torsionsmomentet T är proportionelt mot nålens vidning. Det bestämmes derför af

$$T.(60' - \varepsilon) = \mathfrak{H}\mu\,.\,\varepsilon,$$

som med $\varepsilon = 3'.79$ enligt *Tab. 3* gifver

$$T = 0.0674\ \mathfrak{H}\mu,$$

der μ är nålens magnetiska moment och $\mathfrak{H}$ är jordmagnetismens horisontalintensitet. Förhållandet mellan momenten T och $\mathfrak{H}\mu$ är sålunda

$$k = 0.0674.$$

Då det är att antaga, att k icke väsentligt influeras af variationerna i rumstemperaturen (mellan 12 och 18 grader) under den tid den experimentella undersökningen fortgick, har härför ej anbragts någon korrektion.

Magnetnålen N gjordes af en urfjeder. Dess längd, bredd och tjocklek voro 8.2, 1.9 och 0.25 mm resp. Då järnglansstafvarnas devierande förmåga var ganska liten, måste jordmagnetismens direktionskraft på N minskas med tillhjelp af en fix stålmagnet, som fästades i vertikalplanet genom N med axeln i magnetiska meridianen. Medels ett omhölje skyddades denna magnet för hastiga fluktuationer i temperaturen.

Glimmerbladet BB', hvars längd var 7.5 cm och bredd 1 cm, dämpade de stora svängningarna hos N mycket snart till 10 eller 20 skaldelar från jämvigtsläget. Sedan verkade det mindre effektivt på grund af den ringa vinkelhastigheten. För dämpning af de följande svängningarna användes derför en 15 cm lång magnet med litet moment, hvilken gjordes vridbar omkring en vertikal axel vid observationsplatsen på ett afstånd af 1.4 meter från magnetnålen N. Efter dämpningen vreds denna magnet med ena ändan mot en skarp kant i magnetiska meridianen genom N, hvarigenom dess devierande moment på N blef försvinnande litet. Jag öfvertygade mig äfven om, att små vridningar från kanten i fråga, hvilka voro betydligt större än olikheten mellan de skilda inställningarna, icke märkbart ändrade deviationerna. Då vidare N:s deviation, när dämpningsmagneten vreds 90° från magnetiska meridianen icke öfversteg 3 skaldelar (mm), så är direktionskraften på grund af dämpningsmagneten mindre än 0.25 procent af den öfriga direktionskraften och kan derför såsom en liten kvantitet negligeras. I *Tab. 15*, som refererar sig till en känslighet hos magnetometern, som är tre gånger större än den annars använda, är dämpningsmagnetens inverkan äfvenledes tre gånger större, men kan likväl saklöst försummas vid sidan af osäkerheten för öfrigt i denna tabell.

Den till *induktionsrullarna* hörande anordningen åskådliggöres af *Fig. 2* å *Pl. I*, som visar ett längdsnitt genom symmetriaxeln i en skala, som är två tredjedelar af naturliga storleken. *A* är ett glasrör, i hvilket induktionsrullen *R* med den vid densamma fästade träcylindern *C* kan skjutas fram och åter. Cylindern fyller i det närmaste röret och fästes i detsamma med korken *B*. Genom korken *D* införes med mycket liten friktion glasröret *G* med den järnglansstaf *S*, som skall magnetiseras. Stafven lägges i rörets axel och fasthålles med litet bomull, som skjutes efter densamma. Längderna afpassas så, att den befinner sig i rullens midt, då den på *G* fästade korken *E* träffar *D*. Dessa korkars kontaktsytor slipades väl plana och deras gemensamma normal sammanfaller med rörets axel.

Glasrören *A* inställdes med axlarna horisontella och med hvarandra sammanfallande samt vinkelrätt mot magnetiska meridianen och fästades på samma träställning, som uppbar magnetometerns vertikala glasrör. Någon relativ förskjutning af magnetometerns olika delar kommer derför ej i fråga. Genom nivellering af det vertikala glasröret samt höjning eller sänkning af magnetnålen *N* inställdes denna med midtpunkten på induktionsrullarnas axel. Då järnglansstafvarna införas i R_1, befinna de sig sålunda i Gauss' första hufvudläge i förhållande till *N*.

Trästommen till R_1, i hvilken stafvarna magnetiserades, hade följande dimensioner: ändplattornas radie 1.0 cm, tjocklek 0.2 cm; spolens längd mellan ändplattorna 3.12 cm, inre radie 0.15 cm och yttre radie 0.29 cm. Den silkesomspunna ledningstråden lindades i tolf lager, och antalet hvarf i hvarje lager angifves af *Tab. 4*. Medelantalet är 68.25. Trådens diameter med och utan det isole-

Tab. 4.

Lager	Hvarf	Lager	Hvarf	Lager	Hvarf
1	69	5	69	9	68
2	69	6	69	10	68
3	68	7	70	11	68
4	68	8	69	12	64

rande silkeslagret var 0.40 resp. 0.35 mm. Sjelfva trådrullens dimensioner till trådens axel i gränslagren äro sålunda

längd $2b = 3.08$ cm
inre radien $a' = 0.31$ », hvarjämte
yttre radien $a'' = 0.67$ »

Antalet hvarf pr cm efter längdriktningen resp. radien är alltså

$$n_1 = 22.16 \text{ resp. } n_2 = 33.33.$$

Rullen R_2 är i det närmaste identisk med R_1.

Iduktionsrullars elektromagnetiska egenskaper hafva sammanställts af *Mascart* och *Joubert*[1]. En rulles devierande moment på en magnetnål af längden $2l$, som bildar vinkeln $\frac{\pi}{2} - \alpha$ med rullens axel och har sin midtpunkt på denna, är[2])

$$D = 2\, G.i.l \,.\cos\alpha \left(1 - \frac{3}{4}\frac{l^2(4x^2 - a^2)}{(x^2 + a^2)^2}(1 - 5\sin^2\alpha)\right),$$

då korrektionstermer af högre ordning negligeras och faktorn G har följande betydelse

$$G = 2\pi n_1 n_2 \left((x + b)\, log \frac{a'' + \sqrt{a''^2 + (x + b)^2}}{a' + \sqrt{a'^2 + (a + b)^2}} - \right.$$

$$\left. - (x - b)\, log \frac{a'' + \sqrt{a''^2 + (x - b)^2}}{a'^2 + \sqrt{a'^2 + (x - b)^2}}\right)$$

samt vidare i är intensiteten hos den ström, som passerar genom rullen, storheterna a', a'' och b hafva samma betydelse som nyss härofvan, $a = \frac{a' + a''}{2}$, x är afståndet mellan rullens och nålens midtpunkter och *log* betyder naturliga logaritmen.

Vore magnetometerns båda rullar identiska, skulle faktorn G vara densamma för båda, om de befunne sig på samma afstånd från nålen N, och deras resulterande vridningsmoment skulle försvinna, då liknämniga poler äro riktade mot hvarandra. Om de differera i någon mån från hvarandra, så är tydligt, att om α är en liten vinkel, den ena rullens G skiljer sig med en liten kvantitet g från den andres. Man har då

$$D = 2\, g.i.l \,.\cos\alpha,$$

[1]) *Mascart* u. *Joubert:* Lehrbuch der Elektricitet u. des Magnetismus 1888 Tome II pg. 69—107.

[2]) l. c. pg. 76 och 98 formlerna (12) och (47). Se äfven §§ 728 och 747. I formeln (12) har n_2 satts lika med n_1.

då korrektionstermen multiplicerad med g försvinner, och sålunda

$$\frac{dD}{d\alpha} = -2\,g.i.l.\sin\alpha.$$

Högra membrum i denna likhet konvergerar mot noll såsom produkten af g och $\sin\alpha$, hvarför man kan anse, att D är konstant för små utslagsvinklar. Om då $\mathfrak{H}'$ är den öfriga direktionskraften, så är vid N:s jämvigt

$$\mathfrak{H}'.tg\,\alpha = 2\,g.i.l$$

Införes en järnglansstaf i R_1, devieras nålen ytterligare en liten vinkel β, och man har vid jämvigt, om m är stafvens moment och r dess afstånd till N,

$$\mathfrak{H}'.tg\,(\alpha+\beta) = 2\,g.i.l + \frac{2m}{r^3},$$

då alla korrektioner negligeras. Då α och β äro små, så är på grund af den föregående relationen

$$\mathfrak{H}'.tg\,\beta = \frac{2m}{r^3}.$$

Vinkeln β bestämmer sålunda stafvens moment oberoende af α.

Intensiteten hos det af R_1 alstrade magnetiska fältet är på rullens axel

$$H = G\,.\,i$$ [1]).

I rullens midtpunkt, der $x = 0$, har man

$$G_0 = 4\pi n_1 n_2 b\,.\,log\frac{a'' + \sqrt{a''^2 + b^2}}{a' + \sqrt{a'^2 + b^2}}$$

Tages G_0 såsom enhet, så är

	G = 0.997	0.993	0.977	0.954	
på afståndet	x = 0.2	0.4	0.6	0.8	cm

från rullens midtpunkt. Inom det område, som upptages af järnglansstafvarna vid magnetiseringen är sålunda fältet temligen konstant efter axeln. För den längre stafven $3a$ är emellertid medelvärdet något mindre än för de kortare. Komponenten vinkelrätt mot axeln är af högre ordning, hvadan dess variationer kunna fullstän-

[1]) *Mascart* u. *Joubert:* l. c. pg. 75, § 729.

digt negligeras. Likaledes kan inverkan af R_2 saklöst försummas, då den icke uppgår till mer än högst några tiondels procent af G_0 med de afstånd mellan rullarna, som i det följande komma till användning.

§ 2. Observationsmetod.

Om en kropp införes i ett magnetiskt kraftfält, så får den ett visst magnetiskt moment m, som i allmänhet är en funktion af fältets intensitet φ. Man har därför

$$m = m(\varphi, C),$$

der C betecknar sammanfattningen af alla parametrar på grund af kroppens form, kristallbyggnad och magnetiska initialtillstånd, innan magnetiserande kraften anbringas, samt af det sätt, hvarpå detta är uppnådt.

Då jag närmast skall visa, huru de olika järnglansstafvarnas moment äro beroende af magnetiserande kraften, bortser jag tillsvidare från olikheten i stafvarnas form och kristallografiska orientering. Med afseende på magnetiska initialtillståndet hade det varit önskligt att kunna åstadkomma ett visst fullt bekant normaltillstånd — helst ett och samma för alla stafvarna — att använda som utgångsläge. Om exempelvis stafvarna kunnat göras omagnetiska, så hade detta varit ett naturligt initialtillstånd, för öfrigt lämpligt derigenom, att för detta fall teoretiska undersökningar föreligga om sambandet mellan moment och magnetiserande kraft[1]). Detta kunde emellertid ej åstadkommas, då jag icke vågade upphetta stafvarna så långt af fruktan att förstöra dem. Visserligen skulle jag kunnat få remanenta momenten att försvinna genom lämpliga magnetiseringar, men detta hade icke nödvändigt inneburit, att stafvarna varit omagnetiska, då momentet kan försvinna genom superposition af magnetiska fördelningar, som icke i hvarje punkt neutralisera hvarandra.

Jag gick därför tillväga på följande sätt. Stafvarna magnetiserades flere gånger i så starka omvexlande positiva och negativa magnetfält, att deras moment voro oberoende af initialtillståndet och sålunda entydigt bestämda af magnetiserande kraften φ. För att hafva något bestämdt att hålla sig till antages, att intensiteten hos det

[1]) *Maxwell*: Electricity and magnetism, 1881. Vol. 2 pg. 44—88.

sista af dessa fält är $\varphi = -\Phi$ och att remanenta momentet, sedan fältet upphört att verka, är $m_0 = OA$ i vidstående skematiska *Fig. 1.* Från detta initialtillstånd magnetiserades stafvarna successivt i fält från $\varphi = o$ till $\varphi = +\Phi$, sedan tillbaka till $\varphi = o$ och $\varphi = -\Phi$ samt sluligen åter till $\varphi = o$, hvarvid totala momentet m varierade efter $ABCDA$ och remanenta momentet m' efter

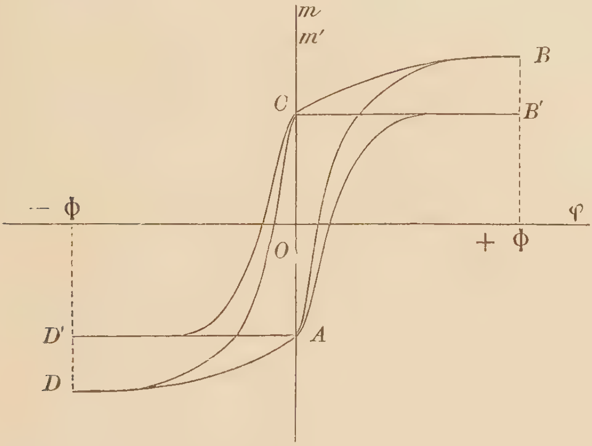


Fig. 1.

$AB'CD'A$. Sluttillståndet OA var alltid i det närmaste identiskt med initialtillståndet OA. Magnetiseringsförloppet är sålunda cykliskt. De egenskaper hos en magnetisk kropp, som betinga magnetiseringsförloppets cykliska natur, har af *Ewing*[1]) sammanfattats under benämningen *magnetisk hysteresis*, som sålunda förefinnes hos järnglans liksom hos de starkt magnetiska kropparna järn, kobolt och nickel.

Sjelfva mätningarna gjordes på följande sätt. Rullarna R_1 och R_2 fästades på lämpligt afstånd från N (*Pl. I, Fig. 1*) och injusterades, så att deras devierande inverkan på N blef så liten som möjligt. Sedan strömmen genom rullarna slutits, flyttades kontakten K i Wheatstoneska bryggan W, till dess att strömstyrkan hade lämpligt värde. Afläsningarna gjordes derefter i följande ordning:

1. σ_1 = magnetometerspegelns jämvigtsläge. Stafven införes i R_1.
2. α = galvonometerspegelns »

[1]) *Ewing*: Proc. Roy. Soc. XXXIII pg. 22, 1882.

3. s = magnetometerspegelns jämvigtsläge. Stafven uttages
4. σ_2 = » » Strömmen brytes
5. σ_1' = » » Stafven införes i R_1
6. s' = » » Stafven uttages
7. σ_1' = » »
8. α_0 = galvanometerspegelns »

Sedan ändrades strömstyrkan, hvarefter samma afläsningar återupprepades o. s. v. En fullständig serie af sådana direkta afläsningar meddelas i *Tab. 5* för att visa variationerna i nollpunktslägena α_0, σ och σ'. Man ser, att α_0 varierade ganska obetydligt, under det att σ och σ' äro mera variabla. Dessa senare aflästes derför både före och efter hvarje afläsning af s och s'. Man ser äfven, att σ varierar med strömstyrkan i rullarna, derför att dessa icke fullständigt kompensera hvarandras verkningar på N. Emellertid motsvarar differensen σ' σ en liten vinkel och influerar derför enligt sid. 11 icke på stafvens deviationer. Sätter man

Tab. 5.

α_0	α	σ_1	s	σ_2	σ_1'	s'	σ_2'
753.0	500.3	694.3	724.0	694.1	737.4	758.8	737.4
3.0	540.3	700.2	728.9	700.2	737.5	758.9	737.5
3.0	559.0	702.0	730.4	702.4	737.8	758.8	737.6
3.0	580.3	705.9	734.1	706.7	737.6	758.9	737.2
3.0	600.3	708.5	735.3	708.1	736.8	757.8	736.4
3.0	620.0	711.3	738.3	711.9	736.6	757.3	736.4
3 0	639.0	714.3	740.7	714.5	736.2	757.2	736.2
3.0	660.4	717.4	742.2	717.0	735.7	756.5	735.5
3.0	680.0	720.9	745.8	720.9	735.7	756.4	735.5
3.1	699.6	724.3	748.0	723.9	735.1	756.1	735.1
3.1	720.1	728.2	751.3	728.2	735.0	755.9	734.8
3.1	739.0	731.3	753.2	731.1	734.7	755.4	734.5
3.1	749.8	733.1	754.1	733.1	733.0	753.9	733.0

$$\varphi = \frac{\alpha_0 - \alpha}{10},$$

$$m = s - \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \text{ och}$$

$$m' = s' - \frac{\sigma_1' + \sigma_2'}{2},$$

så är utslaget φ proportionelt mot strömstyrkan i och sålunda äfven mot intensiteten hos magnetfältet i R_1 samt utslagen m och m' — deviationerna äro små, hvarför tangenten och bågen sättas lika — mot stafvens totala och remanenta moment resp. Med lämpliga enheter är sålunda φ magnetfältets intensitet samt m och m' totala och remanenta momenten.

I Bihangets *Tab. I: a* — *Tab. VII: b* äro samhöriga värden för de olika stafvarnas moment m och m' samt fältstyrkan φ sammanstälda. Man ser, att senare delen af *Tab. I: a* härledts ur *Tab. 5* härofvan. Första gruppen, *Tab. I: a* — *Tab. III: b*, hänför sig till stafvarna 3 *a*, 4 och 5 vid magnetisering i starkare fält, den andra gruppen, *Tab. IV: a* — *Tab. V: b*, till 3 *a* och 4 i svagare fält samt den tredje gruppen, *Tab. VI: a* — *Tab. VII: b*, till 1 *a* och 1 *c*. Den förra delen af hvarje tabell, der φ numeriskt växer, svarar mot kurvorna AB och CD (m) samt AB' och CD' (m') i den skematiska *Fig. 1*; den senare delen, der φ numeriskt aftager, mot BC och DA samt $B'C$ och $D'A$ resp. Då jag redan från början märkte, att stafvarna 4 och 5 devierade olika mycket, alltefter som de i R_1 vredos omkring sin längdaxel, infördes de i fältet städse i samma ställning under hvarje serie. Kvantiteterna d, r och Δ äro skalans afstånd — i mm liksom utslagen m och m' — från magnetometerspegeln, afståndet i cm mellan stafvens midtpunkt och N vid deviationerna och differensen i cm mellan stafvens och rullens midtpunkter. Till betydelsen af de båda öfriga i Bihanget förekommande tabellerna skall jag sedan återkomma.

§ 3. **Momentens beroende af magnetiserande kraften.**

A. *Stafvarna 3 a, 4 och 5 i starkare fält.*

I *Fig. 1* och *Fig. 2* å *Pl. II* äro *Tab. I: a* och *Tab. I: b* samt *Tab. II: a* och *Tab. II: b* grafiskt framstälda med fältstyrkan φ såsom abskissa och momenten m och m' såsom ordinator. Man får häraf en öfverblick af magnetiseringscykeln för stafvarna 3 *a* och 4. För stafven 5 är den mera hoptryckt efter ordinataxeln, men för öfrigt analog. Man ser äfven analogien med den skematiska *Fig. 1* i § 2.

För staf 3 *a* (*Fig. 1*) stiger m-kurvan AB från början mycket brant från punkten A, som motsvaras af $m_0 = -20.8$. Ofvan φ-axeln blifver den tydligt konvex mot ordinataxeln och fortsätter

sedan till $\varphi = +25$ ungefär utan omböjning. När fältstyrkan sedan minskas till $\varphi = 0$, ligger den tillhörande m-kurvan BC mycket nära AB från början, men fortsätter sedan öfver densamma. m'-kurvan AB' har i svagare fält ett liknande förlopp, men närmar sig i de starkare fälten en assymptot, som är parallel med φ-axeln, samt ligger helt och hållet under och något till höger om AB. Då φ minskas, är $B'C$ en rät linie inom observationsfelen. Förhållandena äro analoga för negativa φ, såsom direkt framgår af figuren, som af ordinataxeln delas i två kongruenta hälfter.

För att vinna öfverskådlighet och möjliggöra en kommande jämförelse mellan de olika stafvarnas moment, har jag med sådana kurvor (i fem gånger större skala) interpolerat momentens värden för heltalsvärden på fältstyrkan mellan $\varphi = 0$ och $\varphi = \pm 24$. Der krökningen icke varit tydlig, har jag förenat punkterna med räta linier. Sedan hafva medelvärden beräknats af moment (ordinator), som ligga symmetriskt med afseende på axlarna, så att

m_1 är media af moment efter AB och CD
m_2 » » » » » BC och DA
m'_1 » » » » » AB' och CD'

Slutligen är m'_2 medium af alla observerade värden efter $B'C$ och $D'A$, hvilka samtliga äro lika inom observationsfelen. För 3 *a* sammanfattas dessa medelvärden i *Tab. 6.*

Tab. 6.

3 *a*. $m_0 = -20.8$; $m'_2 = +20.8$
$d = 1373$; $r = 4.89$; $\Delta = 0.01$

φ	m_1	m_1'	m_2
3	+ 18.5	+ 13.3	+ 22.9
4	21.1	16.5	23.4
6	23.6	19.1	24.5
8	24.7	19.8	25.3
10	25.7	20.2	26.2
12	26.8	20.4	26.7
14	27.2	20.5	27.3
16	27.9	20.6	28.0
18	28.6	20.9	28.7
20	28.8	20.8	29.1
22	29.4	20.8	29.7
24	29.8	20.9	30.1

Tab. 7.

4. $m_0 = -5.7$; $m'_2 = +5.7$
$d = 1373$; $r = 4.89$; $\Delta = 0.01$

φ	m_1	m_1'	m_2
3	—	—	+ 6.2
4	—	—	6.6
6	+ 4.0	+ 1.8	7.6
8	6.0	3.1	8.5
10	7.5	4.0	9.0
12	8.6	4.7	9.4
14	9.3	5.1	9.7
16	9.8	5.2	9.7
18	10.2	5.4	9.8
20	10.5	5.6	9.9
22	10.6	5.7	10.6
24	10.6	5.7	10.6

Hvad som härofvan sagts om 3 *a*, gäller äfven om 4 och 5, endast med den skilnaden, att initialmomenten m_0 liksom äfven öfriga moment äro numeriskt mindre, så att magnetiseringskurvornas stigning från *A* blifver mindre brant. För stafven 4 är $m_0 = -5.7$ och för stafven 5 är dess värde endast 2.2. Momentens medelvärden hafva interpolerats såsom för 3 *a* och sammanställas i *Tab. 7* och *Tab. 8*.

Tab. 8.

5. $m_0 = -2.2$; $m'_2 = +2.4$; $d = 1373$; $r = 4.87$; $\Delta = 0.03$.

φ	m_1	m'_1	m_2	φ	m_1	m'_1	m_2
3	+ 1.3	+ 0.4	+ 3.1	14	+ 4.3	+ 2.0	+ 4.4
4	2.5	1.0	3.3	16	4.5	2.1	4.4
6	3.5	1.6	3.7	18	4.7	2.2	4.6
8	3.8	1.9	4.1	20	4.8	2.3	4.7
10	4.1	1.9	4.3	22	4.6	2.3	4.4
12	4.2	2.1	4.3	24	4.6	2.3	4.4

Rowland[1]) uppgifver, att den remanenta magnetismen hos järn uppnår sitt maximum förr än den totala uppnår sitt. Detta är äfven händelsen med 3 *a*, såsom tydligt framgår af *Tab. 6*. I de båda andra tabellerna äro siffrorna mera oregelbundna, men strida i alla händelser icke mot en sådan uppfattning.

B. *Stafvarna 3a och 4 i svagare fält.*

Såsom redan är nämdt och af *Pl. II* framgår, växa momenten m och m' jämförelsevis hastigt i närheten af origo. Jag har därför gjort en särskild undersökning med observationer på mindre φ-intervall för stafvarna 3 *a* och 4 för att finna magnetiseringskurvornas form i svagare kraftfält. Observationsresultaten äro sammanstälda i Bihangets *Tab. IV: a* — *Tab. V: b*. Med grafisk interpolation hafva såsom förut ur dessa tabeller härledts *Tab. 9* och *Tab. 10*.

Jämföras *Tab. 6* och *Tab. 7* med *Tab. 9* och *Tab. 10*, så finner man, att motsvarande moment för samma fältstyrka i de båda grupperna äro något olika. I fråga om m_2 och m'_2 beror detta hufvudsakligen på olikheten i utgångsläget m_0, som i förra gruppen bestäm-

[1]) *Rowland:* Phil. Mag. [4] t. XLVI pg. 140, 1873.

mes af fältstyrkan $\varphi = \pm 25$ och i den senare af $\varphi = \pm 15$ ungefär. För öfrigt måste differenserna tillskrifvas observationsfel och perturbationer.

Tab. 9.

3 *a.* $d = 1374$ $m_0 = -19.9$ $m'_2 = +19.9$ $r = 4.89$ $\Delta = 0.01$.

φ	m_1	m'_1	m_2
+ 0.5	—16.8	—17.4	—
1	— 6.9	— 7.9	+20.3
1.5	+ 2.8	+ 0.1	—
2	10.9	6.7	21.1
2.5	15.1	10.5	—
3	17.5	13.4	21.8
3.5	19.0	15.0	—
4	20.2	16.1	22.3
6	22.5	18.4	23.2
9	24.1	19.5	24.3
12	25.3	19.8	25.3
15	26.0	19.9	26.0

Tab. 10.

4. $d = 1374$ $m_0 = -5.3$ $m'_2 = +5.2$ $r = 4.89$ $\Delta = 0.01$.

φ	m_1	m'_1	m_2
+ 0.5	— 4.8	— 4.8	—
1	— 3.9	— 3.9	+ 5.3
1.5	— 3.0	— 3.1	—
2	— 2.1	— 2.3	5.6
2.5	— 1.1	— 1.6	—
3	± 0.0	— 1.0	5.9
3.5	+ 0.9	— 0.3	—
4	1.7	+ 0.3	6.4
4.5	2.5	0.7	—
5	3.3	1.2	6.8
6	4.9	2.3	7.3
9	7.7	4.0	8.6
12	9.1	4.8	9.4
15	9.8	5.3	9.8

Om man för m sätter $m(\varphi)$ samt låter

$$\Delta m(\varphi) = \frac{m\left(\varphi + \frac{h}{2}\right) - m\left(\varphi - \frac{h}{2}\right)}{h}$$

och

$$\Delta^2 m(\varphi) = \frac{\Delta m\left(\varphi + \frac{h}{2}\right) - \Delta m\left(\varphi - \frac{h}{2}\right)}{h},$$

så är medelkrökningen mellan punkterna $\varphi - \frac{h}{2}$ och $\varphi + \frac{h}{2}$ eller approximativt krökningen i punkten φ

$$K = -\frac{\Delta^2 m(\varphi)}{(1 + \overline{\Delta m(\varphi)}^2)^{3/2}}$$

Tecknet har dervid så valts, att K är positiv, då kurvan är konvex mot ordinataxeln. Ur *Tab. 9* och *Tab. 10* hafva $\Delta^2 m_1$ och $\Delta^2 m'_1$

i *Tab. 11.* beräknats med h = 1. Då såväl $\Delta^2 m_1$ som $\Delta^2 m'_1$ ändra tecken, så hafva både m_1- och m'_1-kurvorna en omböjning. Ehuru dess läge är mindre tydligt markeradt för 4 än för 3 *a*, framgår dock, att omböjningen hos båda stafvarnas magnetiseringskurvor eger rum vid en mycket liten fältstyrka. Omböjningspunktens läge hos magnetiseringskurvorna för 3 *a* skall sedan närmare bestämmas.

Tab. 11.

φ	3 *a*		4	
	$\Delta^2 m_1$	$\Delta^2 m'_1$	$\Delta^2 m_1$	$\Delta^2 m'_1$
+ 1	+ 4.8	+ 2.6	+ 0.4	+ 0.2
1.5	— 7.3	— 7.1	+ 0.1	— 0.2
2	—11.2	— 7.9	+ 0.3	— 0.3
2.5	— 8.4	— 5.9	+ 0.1	— 0.2
3	— 3.9	— 4.0	— 0.4	± 0.0
3.5	—	—	— 0.4	— 0.3

Denna omböjning hos magnetiseringskurvan i svagare fält är en egenskap, som järnglansen synes hafva gemensam med de ferromagnetiska kropparna järn, kobolt och nickel[1]).

C. *Stafvarna 1 a och 1 c.*

I Bihangets *Tab. VI: a — Tab. VII: b* sammanställas observationerna för stafvarna 1 *a* och 1 *c*, hvilkas figuraxlar äro parallela med hufvudaxeln. Dessa mätningar äro gjorda omedelbart efter *Tab. I: a — Tab. III: b* och med samma känslighet hos magnetometern. Momenten äro här så små, att de enskilda observationerna knappast

Tab. 12.

α	σ	s	σ'	s'
503.0	705.7	707.1	736.7	737.0
$\alpha_0 = 753.0$	6.0	7.0	6.9	7.0
	6.3	7.5	6.8	7.0
	7.0	7.4	7.0	7.2
	6.0	7.0	7.0	7.2
505.0	6.2	—	7.0	—
$\varphi = 24.9$	$m_1 = + 1.00$		$m'_1 = + 0.18$	

[1]) *G. Wiedemann:* Galvanismus, 1 Ausg. Bd. II, 1863, pg. 297. *Ewing:* Phil. Trans. Lond. 179 A pg. 327, 1888.

afgöra om deviationernas tecken, och endast media af flera observationer visa variationerna med fältstyrkan. Fem konsekutiva mätningar gjordes derför för samma fältstyrka med afläsning af σ före och efter hvarje afläsning af *s*. Remanenta momentet mättes sedan med lika många afläsningar. Magnetiska initialtillståndet bestämmes af $\varphi = \pm 25$ ungefär.

Ofvanstående *Tab. 12* gifver en föreställning om de enskilda afläsningarnas variationer och visar, huru de sista värdena i Bihangets *Tab. VI: a* erhållits. Liksom förut hafva *Tab. 13* och *Tab. 14* med grafisk interpolation — räta linier mellan de observerade punkterna — deducerats ur Bihangets *Tab. VI: a — Tab. VII: b.*

Tab. 13.

1 *a*. $d = 1372$

$m_0 = -0.23$; $r = 4.89$ $\Delta = 0.01$

φ	m_1	m_1'
2	— 0.17	— 0.20
4	— 0.10	— 0.18
6	— 0.03	— 0.15
8	+ 0.03	— 0.11
10	0.10	— 0.06
12	0.25	+ 0.03
14	0.39	0.11
16	0.50	0.15
18	0.62	0.15
20	0.73	0.16
22	0.84	0.19
24	0.94	0.22

Tab. 14.

1 *c*. $d = 1372$

$m_0 = -0.07$; $r = 4.89$ $\Delta = 0.01$

φ	m_1	m_1'
2	— 0.03	— 0.07
4	+ 0.01	— 0.07
6	0.04	— 0.05
8	0.06	— 0.01
10	0.08	+ 0.02
12	0.10	0.04
14	0.12	0.05
16	0.15	0.05
18	0.17	0.05
20	0.20	0.07
22	0.28	0.11
24	0.36	0.12

För att få större deviationer ökades sedan känsligheten hos magnetometern genom fortsatt astatisering. Interpolerade media ur tvänne serier för 1 *a* sammanställas i *Tab. 15*. Jämföres denna tabell med *Tab. 13*, så synes, att totala och remanenta momenten vuxit i olika proportion. Dervid behöfver emellertid knappast något afseende fästas, då momenten d. v. s. deviationerna icke uppgå till 2 skaldelar (mm), och bråkdelar häraf sålunda jämföras med hvarandra.

Af *Tab. 13, Tab. 14* och *Tab. 15* framgår, att såväl de totala som de remanenta momenten hos stafvarna 1 *a* och 1 *c* växa med fältstyrkan samt att de förra växa fortare än de senare i likhet med

Tab. 15.

1 *a*. $d = 1374$; $r = 4.89$; $\varDelta = 0.01$; $m_0 - 0.58$.

φ	m_1	m_1'	φ	m_1	m_1'
2	— 0.44	— 0.51	14	+ 0.64	+ 0.18
4	— 0.30	— 0.41	16	0.76	0.24
6	— 0.04	— 0.30	18	1.01	0.30
8	+ 0.20	— 0.20	20	1.42	0.39
10	0.28	± 0.00	22	1.63	0.46
12	0.54	+ 0.09	24	1.77	0.62

hvad som är fallet med stafvarna 3 *a*, 4 och 5. Deviationernas tecken visa äfven, att 1 *a* och 1 *c* äro paramagnetiska liksom de öfriga stafvarna. Man skulle dock kunna misstänka, att dessa moment härröra från magnetism, som inducerats i andra riktningar än kristallografiska hufvudaxelns, på den grund exempelvis, att denna ej exakt sammanfaller med kraftliniernas riktning. Stafvens figuraxel injusterades alltid så noggrannt som efter ögonmått var möjligt efter axeln hos glasröret *G* (*Pl. 1, Fig. 2*), och då den sammanfaller med hufvudaxeln, så måste vinkeln mellan denna och kraftlinierna vara mycket liten. För öfrigt växa momenten temligen långsamt, då denna vinkel ökas, så att de hos 1 *a* varierade mellan 1.54 och 2.22 — media af resp. 30 och 20 afläsningar —, då figuraxeln sammanföll med kraftlinierna och då stafven lades så snedt som möjligt i *G*, så att vinkeln i fråga uppgick till 5 grader ungefär. Man måste derför anse, att magnetism induceras efter sjelfva hufvudaxeln.

Under sådana omständigheter kan man emellertid icke bortse från den motsägelse, som ligger i den relativt stora olikheten mellan momenten enligt *Tab. 13* och *Tab. 14* hos 1 *a* och 1 *c*, ehuru båda dessa stafvar äro parallela med hufvudaxeln och ganska lika till form och volym. Denna olikhet torde emellertid kunna tillskrifvas bristande homogenitet hos 1 *c*, som icke blifvit undersökt i detta afseende. Visserligen är 1 *c* likvärdig med 1 *a* i fråga om termo-elektromotoriska kraften, enligt hvad *Bäckström*[1]) visat, men denna egenskap är mindre beroende af homogeniteten än af naturen hos sjelfva ämnet.

---

[1]) *Bäckström:* Öfvers. af K. Vetensk. Akad. Förhandl. 1888 s. 557.

§ 1. Momentens beroende af initialmomentet. Entydighet.

Det är redan i § 2 påpekadt, att magnetiska momenten äro väsentligen beroende såväl af fältstyrkan som af initialtillståndet, och i § 3 har visats, huru momenten variera med fältstyrkan. För att finna, huru de äro beroende af initialmomentet m_0, magnetiserades stafven $3a$ flera gånger fram och åter i starka fält, hvarefter fältets intensitet afpassades, så att remanenta momentet m_0 erhöll lämpligt värde. Sedan ändrades fältriktningen, hvarefter momenten uppmättes såsom förut. *Tab. 16* och *Tab. 17*, som genom

Tab. 16.

φ	*A* $m_0 = -13.9$	*B* $m_0 = -10.0$	*C* $m_0 = -6.9$	*D* $m_0 = -1.4$	*E* $m_0 = +3.1$	*F* $m_0 = +6.4$
1	− 6.0	− 1.3	+ 2.4	+ 6.5	+ 8.9	+ 10.5
2	+ 7.0	+ 10.5	11.6	12.4	12.9	13.3
3	11.1	13.1	13.4	13.5	13.9	14.0
4	13.1	14.0	14.2	14.3	14.3	14.5
5	14.2	14.6	14.8	14.8	14.6	14.8
6	15.0	15.2	15.1	15.2	14.9	15.1
7	15.4	15.5	15.4	15.4	15.2	15.4
8	15.6	15.8	15.7	15.6	15.5	15.7
9	16.0	16.1	16.0	15.9	15.8	15.9
10	16.3	16.3	16.2	16.2	16.1	16.2
12	16.8	16.7	16.6	16.6	16.4	16.5
14	17.0	17.1	17.0	17.0	16.8	16.8
16	17.3	17.4	17.3	17.2	17.1	17.1
18	17.6	17.7	17.6	17.5	17.4	17.4
20	18.1	17.9	17.8	17.7	17.6	17.6
22	18.3	18.2	18.2	18.0	18.0	18.0

grafisk interpolation härledts ur de direkta observationerna, visa variationerna i de totala och de remanenta momenten för sex olika m_0-värden vid successivt växande fältstyrka (*AB*- och *AB'*-kurvor, *Fig. 1* i § 2). För åskådlighetens skull hafva kolumnerna *A*, *C*, *E* och *F* äfven framstälts grafiskt i *Fig. 1* och *Fig. 2* å *Pl. III*. Kolumnerna *B* och *D* hafva ej återgifvits för att icke göra figurerna otydliga. Magnetometerns astatisering är här icke densamma som i § 3.

Af dessa tabeller och figurer framgår, att magnetiseringskurvorna höja sig, allt eftersom m_0 växer, så att de ligga helt och

Tab. 17.

φ	*A* $m_0 = -13.9$	*B* $m_0 = -10.0$	*C* $m_0 = -6.9$	*D* $m_0 = -1.4$	*E* $m_0 = +3.1$	*F* $m_0 = +6.4$
1	— 7.0	— 2.5	+ 1.2	+ 5.7	+ 8.3	+ 9.5
2	+ 3.6	+ 8.0	9.9	10.8	11.8	11.9
3	7.7	10.8	11.1	11.9	12.4	12.5
4	10.0	11.6	11.8	12.2	12.7	12.6
5	11.1	12.1	12.3	12.4	12.8	12.8
6	11.7	12.5	12.5	12.6	12.8	12.9
7	12.2	12.7	12.6	12.8	12.8	12.9
8	12.6	12.8	12.7	12.9	12.9	12.9
9	12.5	12.9	12.7	12.9	12.9	12.9
10	12.6	12.9	12.8	13.0	12.9	12.9
12	12.9	12.9	12.9	13.0	13.0	13.0
14	13.0	13.1	13.1	13.1	13.2	13.0
16	13.0	13.1	13.1	13.0	13.2	13.1
18	13.0	13.1	13.0	13.0	13.2	13.2
20	13.1	13.2	13.1	13.1	13.2	13.2
22	13.3	13.3	13.0	13.1	13.2	13.3

hållet öfver hvarandra i svaga fält, men att de totala momenten vid $\varphi = 6$ och de remanenta vid $\varphi = 8$ ungefär blifva lika inom observationsfelen, så att magnetiseringsförloppet sedan är oberoende af m_0 och bestämmes endast af fältstyrkan φ. Det förtjenar äfven anmärkas, att magnetiseringskurvorna löpa tillsammans *efter* maximikrökningen och att detta inträffar för de totala momenten förr än för de remanenta.

Tab. 18.

φ	$\Delta^2 m_1$					
	$m_0 = -13.9$	$m_0 = -10.0$	$m_0 = -6.9$	$m_0 = -1.4$	$m_0 = +3.1$	$m_0 = +6.4$
0.4	+ 0.2	+ 1.6	+ 1.1	+ 0.7	+ 0.5	+ 0.1
0.6	+ 2.6	+ 3.1	+ 3.5	+ 2.1	+ 1.7	+ 0.3
0.8	+ 6.3	+ 1.6	+ 3.1	+ 1.5	+ 1.1	+ 0.6
1.0	+ 3.1	+ 0.2	— 0.9	— 0.6	— 1.0	+ 0.3
1.2	— 2.0	± 0.0	— 3.3	— 1.6	— 1.6	— 0.9
1.4	— 4.3	— 0.1	— 1.7	— 0.9	— 0.8	— 1.2
1.6	— 3.8	— 1.7	— 0.6	— 2.3	— 1.1	— 0.9
1.8	— 0.4	— 3.9	— 1.6	— 2.5	— 0.5	— 0.5

I § 3: B har visats, att m_1-kurvorna för 3*a* och 4 hafva en omböjning i svaga fält. Huru denna egenskap hos 3*a* är beroende af initialmomentet, framgår af *Tab. 18* och *Tab. 19,* der andra

Tab. 19.

φ	$\Delta^2 m'_1$					
	$m_0 = -13.9$	$m_0 = -10.0$	$m_0 = -6.9$	$m_0 = -1.4$	$m_0 = +3.1$	$m_0 = +6.4$
0.4	+ 0.3	+ 1.2	+ 0.9	+ 0.8	+ 0.7	± 0.0
0.6	+ 2.8	+ 2.3	+ 2.4	+ 1.1	+ 2.0	± 0.0
0.8	+ 5.2	+ 1.3	+ 1.9	+ 1.2	+ 1.2	+ 0.1
1.0	+ 1.3	+ 0.6	— 0.3	+ 0.1	+ 0.7	— 0.1
1.2	— 2.2	+ 0.7	— 1.5	— 1.4	— 1.6	— 0.3
1.4	— 4.6	± 0.0	— 1.2	— 1.2	— 2.7	— 0.4
1.6	— 2.2	— 2.3	— 1.0	— 1.8	— 0.8	— 0.2
1.8	— 0.2	— 3.5	— 1.8	— 1.2	— 0.7	± 0.0

differenserna af momenten i tabellerna *16* och *17* äro beräknade med $h = 0.4$ (se § 3: B). Momenten hafva emellertid interpolerats ur de direkta observationerna, som ligga på något mindre φ-intervall, än hvad händelsen är i dessa tabeller. Man finner, att teckenvexling hos andra differenserna d. v. s. omböjning hos såväl m_1- som m'_1-kurvorna förekommer för alla initialmomenten m_0 inom det obetydliga φ-intervallet 0.8—1.4 samt att för hvarje särskildt m_0 denna omböjning inträffar i det närmaste på samma gång för m_1- och m'_1-kurvan, då fältstyrkan successivt ökas. De totala och de remanenta momenten synas sålunda hafva ett liknande förlopp i svaga fält.

Man skulle kunna misstänka, att magnetiseringskurvorna äro beroende af det sätt, hvarpå magnetiseringen försiggår, så att mo-

Tab. 20.

$m_0 = -13.6.$

φ	m_1	m_1'
+ 3.2	+ 11.9	+ 8.7
8.3	15.9	12.6
15.1	17.6	13.2
22.4	18.3	13.2

Tab. 21.

$m_0 = -6.9.$

φ	m_1	m_1'
+ 2.7	+ 13.0	+ 11.3
10.6	16.4	12.9
22.3	18.2	13.2

menten $m_1 = m_1(\varphi, m_0)$ och $m'_1 = m'_1(\varphi, m_0)$ icke äro entydiga funktioner af φ och m_0. *Tab. 16* och *Tab. 17* exempelvis äro härledda ur observationer, der de successiva fältintensiteterna differera med ungefär en enhet från början och sedan med två eller tre. I *Tab. 20* och *Tab. 21* åter, der initialmomenten m_0 äro i det närmaste desamma som i kolumnerna *A* och *C* i *Tab. 16* och *Tab. 17*, differera, såsom synes, de successiva fältintensiteterna betydligt mera. Icke desto mindre äro momenten lika inom observationsfelen. Man kan derför anse, att momenten äro, utom möjligen i mycket svaga fält, entydigt bestämda af φ och m_0.

§ 5. **Om magnetiseringens riktning.**

Det är redan i § 2 anmärkt, att deviationerna af stafvarna 4 och 5 varierade, när dessa roterades omkring sin längdaxel i det magnetiserande fältet i R_1. För att undersöka dessa variationers storlek vreds glasröret *G* (*Pl. I, Fig. 2*) med stafven omkring längdaxeln, hvarvid magnetometernålens deviationer aflästes för hvarje vridning af 30 grader. För bestämning af vridningarna ψ försågs glasröret *G* med en graderad cirkelskifva. Konsekutiva afläsningar gjordes till ett antal af $n = 120$ eller $n = 144$. Bihangets *Tab. VIII* visar en serie sådana afläsningar för stafven 4. I sista raden är δm mediernas afvikelser från medelmediet. I *Tab. 22* sammanfattas δm och $\delta m'$, uttryckta i hundradelar af en skaldel (mm), för stafvarna 3*a*, 4 och 5. Medium af hvarje stafs totala eller remanenta moment vid seriens början och slut angifves af *m* och *m'*. Origo för vridningsvinkeln ψ är för hvarje serie godtyckligt.

Tab. 22.

N:o	Staf	φ	*m* och *m'*	*n*	δm och $\delta m'$											
					$\psi=0^0$	30^0	60^0	90^0	120^0	150^0	180^0	210^0	240^0	270^0	300^0	330^0
1	4	— 14.4	— 11.8	144	— 56	— 82	— 82	— 55	— 24	+ 14	+ 67	+ 78	+ 70	+ 52	+ 24	— 12
2	4	+ 13.5	—	144	+ 26	+ 59	+ 77	+ 62	+ 30	— 1	— 39	— 67	— 79	— 60	— 25	+ 21
3	4	0	+ 5.1	120	— 32	— 40	— 40	— 28	— 13	+ 6	+ 25	+ 42	+ 43	+ 32	+ 13	— 6
4	4	0	— 4.9	120	+ 15	+ 28	+ 40	+ 36	+ 23	+ 9	— 7	— 29	— 42	— 39	— 26	— 6
5	5	— 9.6	— 4.2	120	— 19	— 14	— 9	+ 8	+ 6	+ 11	+ 11	+ 12	+ 6	— 1	— 6	— 5
6	5	0	(—2.0)	120	— 18	— 6	— 1	+ 9	+ 10	+ 15	+ 11	+ 4	— 4	— 4	— 11	— 9
7	3*a*	0	+ 17.0	120	+ 8	+ 9	+ 8	+ 5	— 1	— 2	+ 1	± 0	— 7	— 10	— 9	— 7

För $3a$ äro differenserna obetydliga och lemnas utan afseende, då de icke öfverstiga en tiondels skaldel eller uppgå till mer än sex tiondels procent af momentets medelvärde. För stafvarna 4 och 5 deremot äro de tydligt framträdande och, såsom synes, periodiska med perioden 2π. Momentens allmänna form är derför

$$m = \overline{m} + \delta m \text{ och}$$
$$m' = \overline{m}' + \delta m',$$

der $\overline{m}$ och $\overline{m}'$ äro medelvärden af m och m' mellan $\psi = 0$ och $\psi = 2\pi$. Afsätter man ψ såsom abskissa samt δm och $\delta m'$ såsom ordinator, så erhållas kurvor, som mycket likna sinusoider. Detta är i synnerhet fallet med de remanenta momentens variationer.

Om stafvarna varit isotropa, skulle den magnetiska fördelningen varit symmetrisk omkring figuraxeln, och vridningen omkring denna skulle icke hafva åstadkommit någon förändring i deviationerna. Denna kan icke heller bero derpå, att stafvarnas figuraxlar icke kunde exakt injusteras efter kraftlinierna, ty denna afvikelse är i alla händelser så obetydlig, att den på intet vis kan förklara de relativt stora variationerna för stafvarna 4 och 5. Dessa måste derför anses hafva sin orsak deri, att magnetiseringen icke sammanfaller med kraftlinierna. Att så bör vara förhållandet i allmänhet med kristaller, är naturligt och antages äfven i teoretiska undersökningar. Det är äfven att märka, att fältet inuti stafvarna modifieras oväsentligt af stafvarnas egen magnetism, då järnglans är en svagt magnetisk kropp.

Förhållandet f resp. f' mellan differensen af totala resp. remanenta momentens största och minsta värden och momenten sjelfva är enligt *Tab. 22*

för staf 4	$\theta = 27^0 15'$	$f = 0.14$	$f' = 0.16$
staf 5	$\theta = 38^0 6'$	0.07	(0.16)
staf $3a$	$\theta = 90^0$	—	0.01.

Till frågan om magnetiseringens riktning skall jag återkomma i § 6: C.

§ 6. Magnetiska induktionen.

A. *Magnetiska induktionen i hufvudsymmetriplanet.*

I allmänhet antages såsom en generell lag, att magnetiska induktionen hos enaxiga kristaller är cirkulärt symmetrisk omkring hufvudaxeln. Detta antagande, som inrangerar magnetiska induktionen i den andra gruppen af kristallers fysikaliska egenskaper (optiska etc.) enligt *Sohnckes* indelning, är emellertid icke evident *a priori*. Särskildt med hänsyn till kristaller med koercitivkraft skulle man kunna förmoda, att magnetiska induktionen vore samhörig med någon af de fysikaliska egenskaperna (elasticitetens, kohesionens etc.) i den första gruppen, som har lägre grad af symmetri, synnerligast i de icke holoedriska kristallformerna. Nyligen har äfven *P. Weiss*[1]) för den kristallografiskt reguljära magnetiten (plattor af både oktaedrar och rombdodekaedrar), som enligt samma antagande skulle vara magnetiskt isotrop, uppvisat, att magnetiska induktionen är beroende af kristallriktningen. Den 3-taliga symmetriaxeln är mest, den 2-taliga något mindre och den 4-taliga minst magnetisk. Största differenserna i magnetiseringen vid samma fältstyrka angifvas af relativtalen 19 : 18 : 15.

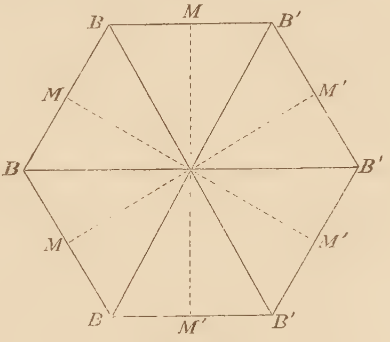


Fig. 2.

Hos järnglans, som kristalliserar i det hexagonala systemet, skulle enligt samma antagande specielt de tre biaxlarna *BB'* (*Fig. 2*) och de tre mellanaxlarna *MM'* liksom hvarje annan riktning i hufvudsymmetriplanet vara likvärdiga för magnetisk induktion. För att undersöka detta omslipades 3*a* till 3*α* och förfärdigades ytterligare stafven 2 och stafven 3, af hvilka den förra är riktad efter en biaxel och den senare efter en mellanaxel[2]). Såsom synes af *Tab. 1,* äro dessa båda sistnämda stafvar i det närmaste lika till formen.

---

[1]) *P. Weiss:* Journal de Physique 1896, pg. 435.

[2]) Dessa stafvar liksom äfven de förut omnämda äro slipade af Preparatorn *A. Andersson* vid Universitetets Mineralogiska Institution.

För att pröfva homogeniteten hos stafvarna 2 och 3 jämfördes deras elektriska ledningsmotstånd. De insattes för den skull efter hvarandra i en strömbana, hvarefter tvänne spetsar, fästade på oföränderligt afstånd från hvarandra och i ledande förbindelse med hvar sin pol hos en *Lippmanns* kapillärelektrometer, ställdes omvexlande på den ena och den andra stafvens sidor. Medelvärden af fyra serier af i mikroskopet aflästa skaldelar af meniskens höjning eller sänkning är för

Staf 2	Staf 3
53.5	52.8
68.7	69.2
67.2	65.7
49.3	47.9
med. 59.7	med. 58.9

Reduceras dessa ledningsmotstånd till samma genomskärningsarea hos stafvarna, så finner man, att deras differens icke öfverstiger fyra tiondels procent af medelvärdet. Stafvarna äro sålunda utom möjligen vid sjelfva ändarna, dit de nyssnämda spetsarna icke kunde flyttas, likvärdiga för elektriska ledningsmotståndet, såsom också bör vara händelsen enligt *Bäckströms*[1]) undersökning, hvaraf man kan sluta, att de äfven äro homogena inom samma område. Under mikroskopet visade sig ytorna ganska jämna och sprickfria, utom ena sidoytan hos stafven 3, som på ett afstånd af 0.7 mm ungefär från ena ändan syntes något skroflig. Med undantag af detta lilla område kunna derför stafvarna 2 och 3 anses vara fullständigt homogena.

Tab. 23.

φ	Staf 2 m	Staf 3 m	Staf 3α m	Staf 2 m'	Staf 3 m'	Staf 3α m'
12	27.3	26.7	25.4	24.9	22.4	18.5
14	27.4	27.0	26.3	25.1	22.7	18.8
16	27.4	27.3	27.0	25.2	22.9	19.2
18	27.3	27.5	27.6	24.7	23.0	19.5
20	27.3	27.8	28.2	24.2	23.1	19.7
22	28.0	28.5	28.3	24.6	23.2	19.5
24	28.9	29.6	28.4	25.2	23.4	19.3
26	29.6	30.1	28.6	25.6	23.7	19.2
med.	27.9	28.1	27.5	24.9	23.1	19.2

[1]) *Bäckström:* Öfvers. af Kongl. Vet. Akad. Förh. 1888, pg. 545.

I Bihangets *Tab. IX*, som är analog med *Tab. I: a* exempelvis, sammanställas några direkta mätningar af stafvarnas 2, 3 och 3α deviationer vid olika fältstyrka. Härur har genom grafisk interpolation härledts *Tab. 23*, der momenten för 3 och 3α äfven reducerats till hvad de skulle hafva varit, dels om dessa stafvar haft samma volym som 2 under antagande, att momenten äro proportionella mot volymen, dels om de befunnit sig på samma afstånd från magnetometernålen som 2 under antagande, att momenten äro omvändt proportionella mot tredje potensen af detta afstånd, som för 2 och 3 var identiskt detsamma och lika med 5.0 cm ungefär samt för 3α 0.163 mm mindre. Emellertid bör anmärkas, att detta afstånd 5.0 cm genom förbiseende icke blef uppmätt med tillbörlig noggrannhet. Då felet icke kan öfverstiga $\pm$ 0.5 cm, så äro gränserna för de totala momenten hos 3α 27.1 och 27.7 samt för de remanenta 19.0 och 19.4. Man ser häraf, att osäkerheten i fråga icke är af någon väsentlig betydelse.

Af *Tab. 23* framgår, att totala momenten hos stafvarna 2, 3 och 3α äro lika inom observationsfelen, hvaraf man sålunda kan sluta, att biaxlar och mellanaxlar äro likvärdiga för magnetisk induktion. Differensen i de remanenta momenten hos 2 och 3α förklaras af olikheten i dessa stafvars form. Att remanenta momentet hos 3 är mindre än hos 2, torde få tillskrifvas den ofvan nämda bristande homogeniteten hos 3, hvars verkningar tydligtvis böra framträda mera i de remanenta momenten än i de totala. Om man derför å ena sidan icke kan med bestämdhet sluta, att koercitivkraften är lika efter biaxlar och mellanaxlar, så gifva dessa värden för de remanenta momenten ingen anledning att antaga motsatsen.

B. *Magnetiska induktionen i ett symmetriplan genom hufvudaxeln.*

Af *Tab. 6—Tab. 10* och *Tab. 12—Tab. 15* ser man omedelbart, att olikheterna i dimensioner hos stafvarna 1a, 1c, 3a, 4 och 5 icke kunna fullständigt förklara olikheterna i magnetiska momentens storlek, ehuru de naturligen spela en betydande roll. Det är då tydligt, att momenten äfven äro beroende af figuraxelns läge i förhållande till hufvudaxeln och möjligen också i förhållande till biaxlar och mellanaxlar. För att eliminera dimensionernas inflytande antages såsom en första approximation, att inom gränserna för ifrågavarande formvariationer momenten af stafvar efter samma

kristallriktning äro proportionella mot deras volym. Detta antagande, som gäller för de mycket svagt magnetiska (och diamagnetiska) kropparna, innebär, att magnetiseringen är likformig genom hela stafven, och måste derför anses vara en bättre approximation för stafvar med liten genomskärningsarea, exempelvis stafven 5, än för stafven 4, som af samtliga stafvarna har den största genomskärningsarean såväl i förhållande till längden som absolut taget, samt likaledes bättre i starkare fält än i svagare. Att antagandet äfven är berättigadt för de totala momenten i hufvudsymmetriplanet, framgår af jämförelsen mellan stafvarna 2, 3 och $3a$ i *Tab. 23.*

Om hypotesen om likformigt fördelade och vridbara elementarmagneter lägges till grund för uppfattningen af magnetiska tillståndet hos en kropp, kan äfven det nyss gjorda antagandet förklaras dermed, att direktionskraften på grund af systemet af elementarmagneter på hvar och en af dessa är försvinnande liten i jämförelse med magnetiserande kraftens, som derför oberoende af kroppens form bestämmer deras ställning och dermed kroppens totala moment. Detta blifver derför proportionelt mot elementarmagneternas antal eller, hvilket är detsamma, mot volymen af homotetiska delar af kroppen. Då magnetiserande kraften borttages, påverkas elementarmagneterna endast af de inre krafterna, som tydligtvis äro funktioner af kroppens form och sålunda också i allmänhet bestämma ett af kroppens form beroende remanent moment. Om betydenheten af detta beroende får man en föreställning af *Tab. 22,* som visar, att differensen mellan de remanenta momenten hos $3a$ å ena sidan samt 2 och 3 å den andra sidan uppgår till i rundt tal 20 à 25 procent af medelvärdet.

Med formeln

$$\overline{m} = m \cdot \frac{0.02}{v} \cdot \left(\frac{r}{5}\right)^3$$

hafva sålunda momenten i *Tab. 6—Tab. 8* samt *Tab. 13* och *Tab 14,* hvilka observationer äro gjorda i omedelbar tidsföljd samt med samma astatisering hos magnetometern och derför bäst jämförbara med hvarandra, reducerats till hvad de skulle hafva varit, om hvarje staf haft volymen 0.02 cm^3 och dess midtpunkt befunnit sig på afståndet 5 cm från magnetometernålen. Volymen v finner man i *Tab. 1* och afståndet r vid hvar och en af de nämda tabellerna. I *Tab 24* sammanfattas reduktionsresultatet, hvilket emellertid i fråga om de remanenta momenten måste antagas vara en ganska

grof approximation enligt hvad nyss härofvan blifvit påpekadt. I *Tab. 25* hafva momenten för de öfriga stafvarna angifvits i förhållande till momenten för $3a$, som för hvarje φ-värde satts såsom enhet.

Tab. 24.

φ	$3a$	5	4	$1a$	$1c$
			$\overline{m}_1$		
4	12.2	5.5	—	—	—
8	14.3	8.4	3.4	0.03	0.06
12	15.5	9.2	4.9	0.23	0.10
16	16.2	9.9	5.6	0.45	0.14
20	16.7	10.6	6.0	0.66	0.19
24	17.3	10.1	6.0	0.85	0.35
			$\overline{m}'_1$		
4	9.6	2.2	—	—	—
8	11.5	4.2	1.8	—	—
12	11.8	4.6	2.7	0.03	0.04
16	11.9	4.6	3.0	0.14	0.05
20	12.0	5.1	3.2	0.14	0.07
24	12.1	5.1	3.3	0.20	0.12
			$\overline{m}_2$		
4	13.6	7.3	3.8	—	—
8	14.7	9.0	4.8	—	—
12	15.5	9.5	5.4	—	—
16	16.2	9.7	5.5	—	—
20	16.9	10.3	5.6	—	—
24	17.4	9.7	6.0	—	—
			$\overline{m}'_2$		
—	12.0	5.3	3.3	—	—

Tab. 25.

φ	5	4	$1a$	$1c$
		$\overline{m}_1$		
4	0.45	—	—	—
8	0.59	0.24	0.002	0.004
12	0.59	0.32	0.015	0.006
16	0.61	0.35	0.028	0.009
20	0.63	0.36	0.040	0.011
24	0.58	0.35	0.049	0.020
		$\overline{m}'_1$		
4	0.23	—	—	—
8	0.37	0.16	—	—
12	0.39	0.23	0.003	0.003
16	0.39	0.25	0.012	0.004
20	0.42	0.27	0.012	0.006
24	0.42	0.27	0.017	0.010
		$\overline{m}_2$		
4	0.54	0.28	—	—
8	0.61	0.33	—	—
12	0.61	0.35	—	—
16	0.60	0.34	—	—
20	0.61	0.33	—	—
24	0.56	0.34	—	—
		$\overline{m}'_2$		
—	0.44	0.28	—	—

Af dessa tabeller framgår, att den kristallriktning, som representeras af $3a$ (mellanaxel eller hvilken annan riktning som helst i hufvudsymmetriplanet) är starkast, de af 5 och 4 representerade mellanriktningarna mindre samt den af $1a$ och $1c$ (hufvudaxeln) representerade riktningen minst magnetisk. Momenten af till for-

men lika stafvar i olika kristallriktningar aftaga sålunda i allmänhet med vinkeln θ mellan figuraxeln och hufvudaxeln eller, hvilket är detsamma, mellan magnetiserande kraftens riktning och hufvudaxeln, hvilket också står i fullkomlig öfverensstämmelse med *Groths* uttalande[1]): Die einaxigen Krystalle nehmen in der Richtung der Axe den stärksten Para- oder Diamagnetismus an, senkrecht dazu (nach allen Seiten gleich) den geringsten (positive Krystalle), oder umgekehrt ist die eine oder die andere Eigenschaft in der ersteren Richtung in Minimum, in der letzteren in Maximum (magnetisch negative Krystalle). Variationerna i medelvärdet af m_1, m'_1 och m_2 mellan $\varphi = 12$ och $\varphi = 24$ samt i m'_2 enligt *Tab. 24* synas af

Tab. 26.

m	3 a $\theta = 90^0$	5 $38^0 6'$	4 $27^0 15'$	1 a 0^0	1 c 0^0
m_1	16.43	9.95	5.63	0.55	0.20
m'_1	11.95	4.85	3.05	0.13	0.07
m_2	16.47	9.80	5.63	—	—
m'_2	12.0	5.3	3.3	—	—

Tab. 26. Vid olikheterna emellan de båda värdena enligt 1 a och 1 c för $\theta = 0$ bör icke fästas för stor vigt, då det, enligt hvad förut i § 3 är sagdt, är att antaga, att 1 c icke är homogen.

Enligt *Plückers* indelning är en enaxig, paramagnetisk resp. diamagnetisk kristall magnetiskt positiv eller negativ, allteftersom en ur kristallen utskuren sfär söker ställa hufvudaxeln parallel med eller vinkelrätt mot resp vinkelrätt mot eller parallel med kraftlinierna i ett magnetfält. Af hvad härofvan visats, är då tydligt, att järnglans är magnetiskt negativ. Öfriga kända enaxiga, paramagnetiska och negativa kristaller i hexagonala systemet äro turmalin, beryll och dioptas[2]). Dessa äro samtliga äfven optiskt negativa. *Sénarmont*[3]) har undersökt brytningsindices för järnglans — fyndorten uppgifves ej — och funnit följande värden:

	Med reflexion i luft	Med reflexion i vatten	Med reflexion i olja
n_o	3.02	3.19	3.16
n_e	2.40	2.81	2.83

[1]) *Groth:* Physik. Krystallographie 1895, pg. 189.
[2]) *Liebisch:* Physik. Kristallographie 1891, pg. 192 und 193.
[3]) *Sénarmont:* Annales de Chémie et de Physique Ser. III t. 20, 1847, pg. 445.

hvarom han sjelf yttrar: Les derniers résultats sont assez concordants, les premiers en diffèrent notablement; je laisse à décider si cette particularité tient aux proprietés mêmes de la matière ou aux erreurs d'observation. Man ser häraf, att denna järnglans är optiskt negativ. De tre järnföreningarna $Fe\,CO_3$, $(Ca, Fe)\,CO_3$ och $(Mg, Fe)\,CO_3$ kristallisera hexagonalt och äro optiskt negativa, men magnetiskt positiva.

C. *Induktionens beroende af magnetiserande kraftens riktning i starkare fält.*

Thomsons teori för inducerad magnetism i kristaller är icke tillämplig på järnglans, då denna kristall har koercitivkraft och dess magnetiska susceptibilitet är beroende af magnetiserande kraften. För att emellertid få en öfverblick öfver variationerna i totala momenten af lika stafvar i olika riktningar inom en järnglanskristall, göres försöksvis följande antagande:

att magnetiseringen hos en järnglanskristall alltid ligger i hufvudsymmetriplanet och sammanfaller till sin riktning med komposanten i detta plan af magnetiserande kraften.

Häraf följer sålunda, att ingen magnetism induceras, om kraften är riktad efter hufvudaxeln. Sammanställes denna konsekvens med *Tab. 24* och *Tab. 25*, så synes, att antagandet i fråga endast är en första approximation, då induktionen efter hufvudaxeln uppgår till 5 procent enligt 1 *a* och till 2 procent enligt 1 *c* af induktionen i hufvudsymmetriplanet i de starkaste använda fälten. Då emellertid dessa tal äro ganska små, så måste felet på grund deraf, att induktionen efter hufvudaxeln icke tages med i räkningen, vara oväsentligt, om kraftriktningen icke bildar allt för liten vinkel med hufvudaxeln. Likaledes bör anmärkas, att observationerna icke äro lämpade för att verifiera den uppstälda hypotesen, hvarför någon öfverensstämmelse i detaljerna icke kan erhållas.

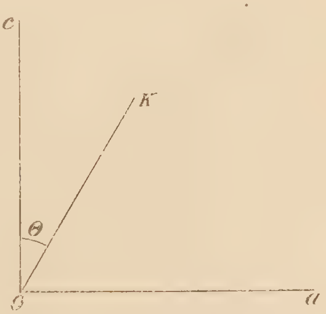


Fig. 3.

Om derför ett volymselement järnglans befinner sig i *O* (*Fig. 3*) och påverkas af magnetiserande kraften φ i riktningen *OK*, som bildar vinkel θ med elementets hufvudaxel *Oc*, så induceras mag-

netism i hufvudsymmetriplanet af kraftkomposanten $\varphi \sin \theta$. Magnetiseringen $I = I\,(\varphi \sin \theta)$ är riktad efter Oa och är en entydig funktion af $\varphi \sin \theta$, om fältstyrkan är tillräckligt stor. Dess komposanter $M_\theta(\varphi)$ efter totala kraftens riktning OK och $N_\theta(\varphi)$ vinkelrätt deremot äro sålunda

$$M_\theta(\varphi) = I\,(\varphi \sin \theta) \sin \theta$$
$$N_\theta(\varphi) = I\,(\varphi \sin \theta) \cos \theta$$

För $\theta = 90^0$ är $M_a(\varphi) = I(\varphi)$, då M_{90} utbytes mot M_a, och sålunda är

(1) $$M_\theta(\varphi) = M_a\,(\varphi \sin \theta) \sin \theta \text{ och}$$

(2) $$N_\theta(\varphi) = M_a\,(\varphi \sin \theta) \cos \theta.$$

Om magnetiseringen är likformig genom en ändlig volym, så blifva komposanterna efter kraftriktningen OK och vinkelrätt deremot af denna volyms magnetiska moment proportionella mot $M_\theta(\varphi)$ och $N_\theta(\varphi)$.

Tillämpas detta på järnglansstafvarnas moment, så är att märka, att magnetiserande kraften vid deviationsmätningarna städse sammanföll med stafvens figuraxel. Vinkeln θ i *Fig. 3* har sålunda samma betydelse som i *Tab. 1.* I allmänhet är då totala momentet m_1, som här för analogiens skull tecknas $m_\theta(\varphi)$, beroende af både $M_\theta(\varphi)$ och $N_\theta(\varphi)$, så att

(3) $$m_\theta(\varphi) = pM_\theta(\varphi) + q\,N_\theta(\varphi) \sin \psi,$$

der parametern p är beroende af stafvens volym och afstånd från magnetometernålen N, parametern q dessutom af stafvens och magnetometernålens dimensioner och relativa ställning samt ψ är vinkeln mellan vertikalplanet genom figuraxeln och ett plan genom figuraxeln och hufvudaxeln. En liknande relation bör också ega bestånd för de remanenta momenten. Då stafven roteras omkring sin längdaxel, så är första termen i momentet oförändrad, under det att den andra varierar som $\sin \psi$. Men det är just detta, som i § 5 genom deviationsmätningar konstaterats för de båda mellanriktningar, som representeras af stafvarna 5 och 4. För stafven $3\,a$ är $N_\theta(\varphi) = 0$ ($\theta = 90^0$), hvadan inga variationer af betydenhet böra förekomma för denna staf vid rotation omkring längdaxeln. Detta är också händelsen enligt § 5. I denna punkt förefinnes sålunda åtminstone en kvalitativ öfverensstämmelse med teorien.

Termen $qN_\theta(\varphi) \sin \psi$ försvinner för $\theta = 90^0$ (och $\theta = 0^0$) samt för mellanriktningarna, då $\sin \psi = 0$. Momenten blifva då

$$(4) \qquad m_\theta(\varphi) = p\, M_\theta(\varphi).$$

I *Tab. 24* hafva momenten för de olika stafvarna reducerats till samma volym och samma afstånd från magnetometernålen. Parametern p är derför den samma för alla stafvarna, och sålunda har man enligt (1) och (4)

$$(5) \qquad m_\theta(\varphi) = m_a(\varphi \sin \theta) \sin \theta,$$

der $m_\theta(\varphi)$ representerar $\overline{m}_1$-momenten för 5 eller 4 vid fältstyrkan φ och $m_a(\varphi \sin \theta)$ representerar $\overline{m}_1$-momenten för 3 *a* vid fältstyrkan $\varphi \sin \theta$. Formeln (5) är den relation, som eger bestånd mellan moment af lika stafvar i olika kristallriktningar vid magnetisering i fält, som äro parallela med stafvarna, eller, hvilket är detsamma, af en och samma volym vid magnetisering i fält af olika riktningar, förutsatt likväl, att $q\, N_\theta(\varphi) \sin \psi = 0$.

Tab. 27.

φ	$\theta = 38^0 6'$		$\theta = 27^0 15'$	
	$m_\theta(\varphi)$	Staf 5 $\overline{m}_1$	$m_\theta(\varphi)$	Staf 4 $\overline{m}_1$
14	8.9	9.6	—	—
16	9.1	9.9	—	—
18	9.4	10.3	6.6	5.8
20	9.6	10.6	6.7	6.0
22	9.7	10.1	6.8	6.0
24	9.8	10.1	6.9	6.0
med	9.4	10.1	6.7	6.0

I *Tab. 27* sammanställas de beräknade och de direkt uppmätta momenten $m_\theta(\varphi)$ och $\overline{m}_1$ enligt *Tab. 24* för $\theta = 38^0 6'$ (Staf 5) och $\theta = 27^0 15'$ (Staf 4). Interpolationerna hafva gjorts med tillhjelp af *Tab. 6—Tab. 8.* Mot de minsta fälten $\varphi = 14$ för 5 och $\varphi = 18$ för 4 svara fälten $\varphi \sin \theta = 8.6$ och 8.2 resp. för 3 *a*. Öfverensstämmelsen mellan de beräknade och observerade värdena är visserligen icke fullständig, men differensen kan förklaras dermed, att ingen hänsyn togs till vinkeln ψ vid deviationsmätningarna för 5 och 4. Termen $q\, N_\theta(\varphi) \sin \psi$ kan derför icke antagas vara noll. För stafven 4 är den med säkerhet icke noll, och differensen går i den riktning

man kan förutse. Variationerna hos denna staf voro nämligen tydligt markerade på grund af dess relativt stora volym, och stafven roterades omkring sin längdaxel, till dess att deviationen i starkare fält var ett minimum ungefär, hvarefter den städse magnetiserades i samma ställning under hela serien. Man måste derför anse, att den uppstälda hypotesen förklarar de experimentelt funna värdena med ganska god approximation.

§ 7. Öfvergång till absolut mått.

För att kunna jämföra järnglansens magnetiska susceptibilitet med andra kroppars är en öfvergång till absolut mått nödvändig. Det är emellertid tydligt, att någon stor noggrannhet dervid icke kan påräknas, då undersökningen försvårats deraf, att kristallen är ganska svagt magnetisk, och fördenskull ingen hänsyn tagits till en del korrektioner, som lätt kunna anbringas, när det är fråga om starkt magnetiska kroppar, och då magnetfältets intensitet i R_1 icke blifvit experimentelt uppmätt, utan måste beräknas med tillhjelp af rullens konstanter. Afsigten var också från början att göra endast en kvalitativ undersökning. Emellertid är frågan om kristallmagnetismen af så stor vigt, att jag ansett det icke vara utan intresse, att söka öfvergå till en första approximation af absoluta värden.

Fältstyrkan H i rullen R_1, der stafvarna magnetiserades, beräknas enligt formeln (§ 1)

$$H = G.i.$$

Då en ampère är en tiondels elektromagnetisk $C.G.S$-enhet, så är (§ 1)

$$i = 0.000957\ \varphi\ \ (C.G.S.).$$

Tab. 28.

x cm	H	x cm	H
0.0	3.04	0.5	3.00
0.1	3.03	0.6	2.97
0.2	3.03	0.7	2.94
0.3	3.03	0.8	2.90
0.4	3.02	—	-

Med de värden på konstanterna i G, som angifvas i § 1, finner man, att H har på afståndet x från rullens midtpunkt och för $\varphi = 1$ de värden, som angifvas i *Tab. 28.* Medelvärdet häraf är 3.00, hvarför fältstyrkan inom det område i R_1, som upptages af stafvarna vid magnetiseringen, är

$$(1) \qquad H = 3.00\ \varphi.\ (C.G.S.).$$

För de kortare stafvarna skulle visserligen denna siffra ökas med högst en procent, derför att fältet är starkare i rullens midt, men med den approximation, som här kommer i fråga, kan denna korrektion såsom betydelselös försummas.

Undersökningen refererar sig sålunda till kraftfält mellan 0 och 72 enheter, eftersom φ varierar mellan 0 och 24.

Momenten $\overline{m}$ i *Tab. 24,* hvilka egentligen äro utslagen vid deviationsmätningarna, äro reducerade till volymen $v = 0.02\ \overline{cm}^3$, afståndet $r = 5$ cm mellan stafven och magnetometernålen samt $d = 1373$ skaldelar mellan spegel och skala. Magnetiseringen I eller momentet pr volymsenhet af stafvarna $3\,a$, $1\,a$ och $1\,c$, hos hvilka magnetiseringen sammanfaller med magnetiserande kraften, är derför

$$I = \frac{1}{1.779} \cdot \frac{r^3}{2\,v} \cdot \frac{\overline{m}_1}{2\,d}(1 + k)\,\mathfrak{H},$$

då konstanten $k = 0.0674$ enligt § 1, jordmagnetismens horisontalintensitet $\mathfrak{H} = 0.161$, såsom genast skall visas, samt första faktorn tillkommer på grund af astatiseringen. För att bestämma denna devierades magnetometernålen med två permanenta stålmagneter dels med och dels utan astatisering. Förhållandet mellan utslagen var dervid 1.779 i medium af följande fyra slutvärden: 1.774 och 1.774 med den ena magneten samt 1.781 och 1.783 med den andra. Momenten i *Tab. 24* skulle derför hafva varit 1.779 gånger mindre, om ingen astatisering förefunnits.

För bestämning af horisontalintensiteten $\mathfrak{H}$ i laborationsrummet gjordes der och vid Fysiska Institutionens magnetiska pavillon tre resp. två fullständiga deviationsmätningar enligt sinusmetoden med en *Thaléns* grufmagnetometer[1]). Ur dessa mätningar erhöllos följande slutvärden

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_0 \text{ och } \mathfrak{H} = 0.992\ \mathfrak{H}_0,$$

[1]) *Thalén:* Om undersökning af jernmalmfält etc. Jernkontorets Ann. 1879, sid. 28.

då $\mathfrak{H}_0$ är horisontalintensiteten på det senare stället. I medium är sålunda $\mathfrak{H} = 0.996\ \mathfrak{H}_0$, och då vidare[1] $\mathfrak{H}_0 = 0.162$, så är följaktligen

$$\mathfrak{H} = 0.161\ (C.G.S.).$$

såsom härofvan nämdes. Införas de numeriska värdena, finner man

(2) $$I = 0.110\ \overline{m}_1\ (C.G.S.).$$

I *Tab. 29* sammanställas några ur *Tab. 24* härledda värden för

Tab. 29.

H	I_a enl. $3a$	I_c enl. $1a$
36	1.71	0.025
48	1.78	0.050
60	1.83	0.073
72	1.90	0.093
med.	1.81	0.060

magnetiseringen I_a i hufvudsymmetriplanet och I_c efter hufvudaxeln, hvarvid $1a$ lagts till grund för I_c, då homogeniteten hos $1c$ kan dragas i tvifvelsmål, enligt hvad som sagts i inledningen och i slutet af § 3: C.

Susceptibiliteterna $\varkappa_a$ och $\varkappa_c$ bestämmas ur *Tab. 29* af relationerna

(3) $$I_a = \varkappa_a . H \text{ och } I_c = \varkappa_c . H,$$

och permeabiliteterna äro sålunda

(4) $$\mu_a = 1 + 4\pi\varkappa_a \text{ och } \mu_c = 1 + 4\pi\varkappa_c$$

Tab. 30.

H	$\varkappa_a$ enl. $3a$	$\varkappa_c$ enl. $1a$	μ_a enl. $3a$	μ_c enl. $1a$
36	0.0475	0.00069	1.597	1.0087
48	0.0371	0.00104	1.466	1.0131
60	0.0307	0.00122	1.386	1.0153
72	0.0264	0.00129	1.332	1.0162

De i *Tab. 30* sammanställda värdena visa, att inom detta intervall

[1]) Observations du magnétisme terrestre, faites à Upsala sous la direction de *Rob. Thalén* 1882—1883. Calculées et redigées par *E. Solander.*

af fältstyrkan, $\varkappa_a$ och μ_a aftaga, under det att $\varkappa_c$ och μ_c växa med fältstyrkan.

W. Weber har medelst deviationer bestämt susceptibiliteten för cylindriska järnstafvar och funnit[1])

	$\varkappa$ = 25.0	23.5	13.5	8.4
vid fältstyrkan	H = 29.6	30.1	82.3	151.2

Thalén har bestämt susceptibiliteten med en induktionsmetod och dervid för sex olika järnsorter erhållit värden, som variera mellan 27 och 45, då den tillhörande fältstyrkan utgjordes af jordmagnetiska fältets vertikalkomposant[2]). Af de talrika bestämningar af $\varkappa$ för de starkt magnetiska kropparna, som sedan gjorts, må *Tab. 31* meddelas för att visa variationerna i $\varkappa$ för en 30.5 cm lång och 0.077 cm tjock tråd af mjukt järn[3]). Någon jämförelse i

Tab. 31.

H	$\varkappa$	H	$\varkappa$	H	$\varkappa$
0.32	9	3.50	179	8.46	145
0.85	15	4.21	204	10.23	122
1.38	24	4.92	206	12.11	105
2.18	43	5.63	195	15.61	82
2.80	110	6.69	175	22.27	58

detalj mellan susceptibiliteten hos järnglans och hos järn enligt *Tab. 30* och *Tab. 31* kan tydligen icke åstadkommas. Man ser emellertid, att den hos järn är ojämförligt mycket större än efter till och med de starkast magnetiska riktningarna hos järnglans.

Sambandet mellan magnetiseringen I och magnetiserande kraften H (den verkliga inuti kropparna) för smidesjärn, kobolt och nickel åskådliggöres enligt *Winkelmann*[4]) af *Fig. 3* å *Pl. III.* Kurvan för järnglans har erhållits genom reduktion af m_1-momenten för staf 3*a* i *Tab. 6* och *Tab. 9* till *I* och motsvarande φ-värden

[1]) *Mascart* und *Joubert:* Lehrbuch der Electr. und des Magnetismus. Bd. 2, 1888, pg. 592.

[2]) *Thalén:* Recherches sur les propriétées magnétiques du fer. Nova Acta Reg. Soc. Ups. 1862, pg. 42.

[3]) *Winkelmann:* Handbuch der Physik III: 2, 1895, pg. 167.

[4]) Ibid.: pg. 199.

till H enligt nyss härofvan angifna formler, hvarvid dock är att märka, att I och H i figuren för tydlighetens skull förstorats tusen resp. tio gånger. Härigenom blifva kurvorna för järnglans och smidesjärn ganska lika.

I *Tab. 32* sammanställas magnetiseringen för dessa kroppar vid samma fältstyrka. De angifna siffrorna äro tagna ur *Fig. 3* å *Pl. III*. Man ser, att magnetiseringen hos smidesjärn, kobolt och

Tab. 32.

H	I			
	Smidesjärn	Kobolt	Nickel	Järnglans ⊥ hufvudaxeln
48	1255	530	215	1.78
60	1295	585	260	1.84
72	1320	650	285	1.90
med.	1290	585	255	1.84

nickel äro i runda tal resp. 700, 315 och 140 gånger större än hos de starkast magnetiska riktningarna hos järnglans. Om åter magnetiseringen hos de tre första kropparna vid $H = 600$ jämföres med magnetiseringen hos järnglans vid $H = 60$, der samtliga magnetiseringskurvor börja närma sig att blifva horisontella, så blifva motsvarande siffror 910, 580 och 255. Man kan derför anse, att magnetiseringen i hufvudsymmetriplanet hos järnglans är 0.1 till 0.2 procent af smidesjärnets, 0.2 till 0.6 procent af koboltens samt 0.4 till 0.7 procent af nickelns.

Om man öfvergår från magnetiseringen eller momentet pr volymsenhet till specifika magnetismen eller momentet pr vigtsenhet, så följer af det nyss sagda, då tätheten hos järn är 7.8 och hos järnglans[1]) 5.2 ungefär, att specifika magnetismen i hufvudsymmetriplanet hos järnglans är omkring 0.2 procent af järnets. I inledningen är nämdt, att *Plücker* fann motsvarande siffra för järnglans i pulverform från Elba att vara 0.5. Differensen torde vara att tillskrifva i första rummet olikheten i det fysiska tillståndet — såsom fast kropp och i pulverform — samt i andra rummet den olika kemiska sammansättningen och specielt den olika titansyrehalten, som hos järnglans från Elba uppgår till högst 0.3 procent[2]), under det att den hos järnglans från Kragerö uppgår till 3.55 procent.

[1]) *Rammelsberg:* Pogg. Ann. der Physik und Chemie, Bd 104, pg 529.
[2]) *Rammelsberg:* Handbuch der Mineralchemie, 1875, pg. 148.

BIHANG.

Tab. I: a.

3 *a*. *d* = 1373

r = 4.89 *Δ* = 0.01

φ	*m*	*m'*
0	—	—20.8
+ 0.35	—19.8	—20.1
2.32	+15.3	+10.6
3.41	19.9	—
4.77	22.4	18.4
6.32	23.8	20.0
7.80	24.4	20.2
9.38	25.5	20.1
10.78	26.0	20.5
12.33	26.8	20.8
13.92	26.8	20.7
15.33	27.4	20.7
16.75	27.8	21.0
18.38	27.9	21.1
19 74	27.7	21.0
21.29	27.9	21.1
22.72	28.7	21.2
24.40	29.1	21.1
25.27	29.8	21.4
21.27	28.7	21.4
19.40	28.2	21.1
17.27	27.8	21.5
15.27	27.0	21.2
13.30	26.7	20.8
11.40	26.3	21.0
9.26	25.0	20.9
7.30	24.9	20.8
5.35	23.9	21.0
3.30	23.1	21.0
1.41	22.0	20.8
+ 0.33	+21.0	+20.9

Tab. I: b.

3 *a*. *d* = 1373

r = 4.89 *Δ* = 0.01

φ	*m*	*m'*
0	—	+20.9
— 0.34	+20.2	+20.5
0.98	+12.9	+14.0
1.76	— 7.1	— 2.6
2.78	17.0	11.2
3.77	20.7	15.5
4.70	22.1	17.0
6.25	23.8	18.6
7.75	24.7	19.3
9.15	25.3	20.1
10.74	26.1	20.1
12.18	27.1	20.1
13.68	27.5	20.4
15.07	27.7	20.0
16.64	28.7	20.5
18.11	29.3	20.8
19.64	29.5	20.5
21.11	30.5	20.5
22.57	30.2	20.3
23.60	30.5	20.6
24.58	30.8	20.7
22.52	30.6	20.7
20.59	30.0	20.5
18.58	29.6	20.6
16.60	29.1	20.5
14.60	27.9	20.4
12.59	27.2	20.7
10.74	26.8	20.4
8.64	25.8	20.7
6.65	24.9	20.6
4.70	23.9	20.5
2.72	22.6	20.4
0.76	—21.0	—20.6

Tab. II: a.

4. $d = 1373$

$r = 4.89$ $\Delta = 0.01$

φ	m	m'
0	—	— 5.4
+ 0.40	— 4.6	— 4.5
1.27	— 3.6	— 3.5
2.38	— 0.8	— 1.3
3.41	+ 0.8	— 0.1
4.43	2.8	+ 1.1
5.78	4.4	2.2
9.27	7.0	4.1
11.35	8.1	5.0
13.25	9.4	5.4
15.33	9.7	5.5
17.33	10.1	5.5
19.25	(10.8)	5.8
21.25	10.1	6.1
23.34	10.3	6.0
25.22	10.4	6.0
24.22	10.3	6.0
22.21	10.1	6.1
20.09	9.4	6.2
17.79	9.7	5.8
15.59	9.2	6.1
13.39	9.2	6.1
11.17	8.8	6.3
8.86	8.4	5.8
6.43	7.6	6.0
4.32	7.0	5.9
2.41	6.1	5.9
+ 0.72	+ 6.0	+ 5.9

Tab. II: b.

4. $d = 1373$

$r = 4.89$ $\Delta = 0.01$

φ	m	m'
0	—	+ 5.9
— 0.86	+ 5.3	+ 4.9
2.21	+ 3.0	+ 3.6
3.58	+ 0.6	+ 2.0
5.00	— 2.1	— 0.2
6.77	4.4	1.9
8.86	6.8	3.2
11.16	8.3	4.1
13.09	9.0	4.6
15.08	9.4	4.9
17.04	10.1	5.1
18.82	9.9	5.2
20.66	10.9	5.2
22.66	11.0	5.3
24.40	10.8	5.4
22.57	10.8	5.4
20.41	10.5	5.4
18.43	9.8	5.4
15.61	10.2	5.2
13.40	10.2	5.2
11.34	9.8	5.4
8.84	9.2	5.3
6.52	8.1	5.2
4.54	6.6	5.3
2.59	5.8	5.2
— 0.81	— 5.3	— 5.2

Tab. III: a.

5. $d = 1373$

$r = 4.87$ $\Delta = 0.03$

φ	m	m'
0	—	— 2.2
+ 1.34	— 1.5	— 1.2
2.55	+ 0.5	— 0.2
4.26	2.8	+ 0.8
6.06	3.4	1.5
8.10	3.7	1.8
10.01	4.1	1.8
12.33	4.1	—
14.33	4.5	1.8
16.76	4.5	2.1
19.20	4.5	2.1
23.21	4.1	—
24.89	4.7	2.1
24.80	4.2	2.3
22.39	4.0	2.6
19.83	4.6	2.4
17.25	4.3	2.3
14.90	4.0	2.4
12.42	4.2	2.3
10.04	4.2	2.2
7.91	3.9	2.3
5.41	3.3	2.3
2.80	3.1	2.4
+ 0.69	+ 2.5	+ 2.3

Tab. III: b.

5. $d = 1373$

$r = 4.87$ $\Delta = 0.03$

φ	m	m'
0	—	+ 2.3
— 0.70	+ 1.5	+ 1.5
2.27	— 0.5	— 0.1
3.71	2.2	1.2
5.59	3.5	1.7
7.58	3.9	2.0
10.24	4.2	2.1
12.75	4.2	2.2
14.95	4.3	2.2
17.12	4.8	2.1
19.64	5.1	2.5
22.07	4,8	2.3
24.50	4.9	2.4
24.18	4.6	2.4
21.65	4.7	2.5
19.15	4.9	2.6
16.54	4.6	2.3
14.11	4.8	2.4
11.60	4.4	2.5
9.15	4.3	2.5
6.60	4.2	2.5
4.06	3.5	2.4
2.20	2.9	2.2
— 0.62	— 2.5	— 2.3

Tab. IV: a

3*a*. $d = 1374$

$r = 4.89$ $\Delta = 0.01$

φ	m	m'
0	—	— 19.9
+ 0.46	— 18.3	— 18.5
1.18	— 1.0	— 2.7
1.69	+ 8.6	+ 5.4
2.23	14.7	10.7
2.99	17.6	14.2
3.83	19.6	16.2
4.86	21.2	17.5
6.31	22.2	18.8
7.81	23.0	19.2
9.31	23.3	19.8
11.30	24.3	19.9
13.30	24.3	20.1
15.00	24.6	20.1
12.80	24.3	19.7
10.30	23.7	20.1
7.80	23.5	20.1
5.30	22.5	20.0
2.80	21.7	19.9
+ 0.40	+ 20.0	+ 19.9

Tab. IV: b

3*a*. $d = 1374$

$r = 4.89$ $\Delta = 0.01$

φ	m	m'
0	—	+ 19.9
— 0.40	+ 18.9	+ 19.2
1.29	+ 3.8	+ 6.5
1.79	— 6.9	— 3.1
2.40	13.6	8.4
2.94	17.2	12.4
3.69	20.0	15.5
4.68	21.5	16.6
5.68	22.9	18.1
6.68	23.5	18.6
8.18	24.6	19.1
9.68	25.3	19.4
11.18	25.9	19.6
13.17	26.9	19.5
15.00	27.4	19.7
12.68	26.8	19.9
10.17	25.6	19.8
7.67	24.4	19.8
5.17	23.3	19.6
2.80	21.8	19.7
- 0.68	— 19.9	— 19.7

Tab. V: a

4. $d = 1374$

$r = 4.89$ $\Delta = 0.01$

φ	m	m'
0	—	— 5.4
+ 0.33	— 5.3	— 5.4
1.34	— 3.4	— 3.7
2.32	— 1.8	— 2.3
3.40	+ 0.4	— 0.8
4.67	2.2	+ 0.5
6.12	4.8	2.2
7.57	6.6	3.0
9.81	8.1	4.1
12.16	8.8	5.0
15.00	9.2	5.2
12.80	9.3	5.3
10.30	8.9	5.2
7.81	8.1	5.3
5.27	7.0	5.6
2.80	6.1	5.3
+ 0.80	+ 5.6	+ 5.3

Tab. V: b

4. $d = 1374$

$r = 4.89$ $\Delta = 0.01$

φ	m	m'
0	—	+ 5.3
1.11	+ 3.7	+ 3.5
2.19	+ 1.6	+ 1.6
3.26	— 0.8	+ 0.2
4.31	2.7	— 1.1
5.28	4.1	1.6
6.68	6.2	3.5
8.64	7.5	4.2
10.71	8.8	4.6
12.72	9.7	4.7
15.04	10.5	5.4
12.63	9.8	5.2
10.16	9.2	5.4
7.66	8.1	5.2
5.09	6.9	5.2
2.57	5.3	4.9
0.63	— 5.0	— 5.0

Tab. VI: a

1 *a*. $d = 1372$

$r = 4.89$ $\Delta = 0.01$

φ	m	m'
0	—	— 0.29
+ 5.4	— 0.02	— 0.25
+ 10.2	+ 0.15	— 0.03
+ 15.3	+ 0.37	+ 0.15
+ 20.3	+ 0.77	+ 0.13
+ 24.9	+ 1.00	+ 0.18

Tab. VI: b

1 *a*. $d = 1372$

$r = 4.89$ $\Delta = 0.01$

φ	m	m'
0	—	+ 0.18
— 4.7	+ 0.10	+ 0.06
— 9.7	— 0.02	+ 0.09
— 14.7	— 0.55	— 0.14
— 19.7	— 0.70	— 0.17
— 24.5	— 0.96	— 0.28

Tab. VII: a

1*c*. $d = 1372$

$r = 4.89$ $\varDelta = 0.01$

φ	m	m'
0	—	+ 0.03
+ 5.3	+ 0.08	+ 0.04
+ 10.3	+ 0.16	+ 0.12
+ 15.3	+ 0.23	+ 0.10
+ 20.2	+ 0.28	+ 0.24
+ 25.0	+ 0.44	+ 0.17

Tab. VII: b

1*c*. $d = 1372$

$r = 4.89$ $\varDelta = 0.01$

φ	m	m'
0	—	+ 0.17
— 4.7	+ 0.02	+ 0.18
— 9.7	— 0.01	+ 0.07
— 14.7	— 0.04	± 0.00
— 19.7	— 0.11	+ 0.10
— 24.4	— 0.34	— 0.08

Tab. VIII.

Staf 4. $\varphi = -14.4$, $m = -11.8$.

	0°	30°	60°	90°	120°	150°	180°	210°	240°	270°	300°	330°
	760.8	0.9	0.9	1.2	2.0	2.3	2.8	2.8	2.8	2.3	2.2	2.0
	1.4	1.0	0.7	0.8	0.9	1.3	2.0	2.2	2.2	2.1	1.9	1.3
	0.9	0.7	0.9	0.9	1.1	1.7	1.9	2.1	2.1	2.0	1.8	1.4
	1.2	1.0	0.8	0.9	1.5	1.8	2.3	2.8	2.7	2.2	1.9	1.5
	0.9	0.5	0.3	0.6	0.9	1.2	1.9	2.0	2.2	2.2	1.7	1.7
	1.3	1.0	0.9	1.0	1.3	1.8	2.3	2.2	2.2	2.1	1.9	1.4
	1.5	1.2	1.3	1.8	1.9	2.0	2.4	2.7	2.7	2.3	1.9	1.8
	1.3	1.2	1.2	1.9	2.0	2.4	2.9	3.0	3.0	2.8	2.9	2.4
	2.0	1.6	1.9	2.0	2.1	2.6	3.0	3.2	3.0	2.8	2.3	1.8
	1.7	1.3	1.8	2.7	2.8	2.9	3.3	3.6	3.3	3.6	3.1	2.8
	2.4	2.2	2.0	2.1	2.5	2.8	3.5	3.4	3.2	3.0	2.6	2.3
	1.9	1.5	1.4	1.5	2.1	2.9	3.7	3.3	3.0	2.8	2.7	2.1
med.	761.44	1.18	1.18	1.45	1.76	2.14	2.67	2.78	2.70	2.52	2.24	1.88
δm	— 56	— 82	— 82	— 55	— 24	+ 14	+ 67	+ 78	+ 70	+ 52	+ 24	— 12

Tab. IX.

Staf 2			Staf 3			Staf 3 α		
φ	m	m'	φ	m	m'	φ	m	m'
11.32	27.3	24.8	11.77	26.9	22.6	8.44	44.9	34.1
15.54	27.4	25.3	15.65	27.4	23.1	13.88	49.9	35.7
20.20	27.3	24.1	20.98	28.2	23.3	19.31	53.4	37.5
24.75	29.2	25.4	24.75	30.2	23.7	26.75	54.4	36.2
28.42	30.4	25.9	27.86	30.4	24.2	—	—	—

Résultats principaux des recherches physiques sur le fer oligiste de Kragerö.

Le fer oligiste se trouvant dans la nature à l'état de morceaux assez grands et homogènes est, pour cette raison ainsi que par la nature même, très propre aux différentes recherches physiques. C'est donc un des cristaux peu nombreux qui permettent de comparer un nombre assez grand de vecteurs physiques au point de vue de leur dépendance de la direction: ce qui est d'une grande importance pour la cristallographie en général et surtout pour l'étude de la structure intérieure des cristaux. Plusieurs recherches ayant déjà été faites sur le fer oligiste de Kragerö, il ne sera peut-être pas sans intérêt d'en résumer ici les résultats principaux.

Le fer oligiste en question appartient à la forme romboédrique du système hexagonal. *La composition* en est donnée par l'analyse suivante de *M. Rammelsberg*[1])

$$\begin{aligned} Ti\,O_2 &= 3.55 \\ Fe_2\,O_3 &= 93.63 \\ Fe\,O &= 3.26 \\ \hline & \ 100.44 \end{aligned}$$

Le poids spécifique est 5.2 d'après les recherches de *M. M. Rammelsberg* et *Rose*[2]).

M. Bäckström[3]) a étudié la dilatation par la chaleur, la conductibilité calorifique, la résistance électrique et la force thermoélectromotrice. Il a trouvé, que toutes ces quantités ont une symétrie circulaire autour de l'axe principal. Dans les lignes suivantes les indices a et c se rapporteront au plan principal de symétrie et à l'axe principal.

Le coefficient de dilatation linéaire est positif dans le plan principal ainsi que dans la direction de l'axe. De ses valeurs à 0°, 50° et 100°

temp.	α_a	α_c
0°	0.0000076109	0.0000076918
50°	81010	88918
100°	85911	100918

1) *Rammelsberg:* Pogg. Ann. der Physik und Chemie Bd. 104 pg. 529.

2) Ibid.

3) *Bäckström:* Öfvers. af Kongl. Vet. Akad. Förh. 1888, ss. 533 och 553 samt 1894 s. 545.

il ressort que α_a est plus petit que α_c et que celui-ci croît plus vite, quand la température s'élève.

La conductibilité calorifique est plus grande dans le plan principal que dans la direction de l'axe. Le rapport des coefficients est

$$\frac{K_c}{K_a} = 1.11$$

La résistance électrique d'un parallélipipède dont la longueur et la section sont un *cm* et un mm^2 resp. et dont l'axe de figure se trouve dans le plan principal ou a la direction de l'axe cristallographique, a les valeurs suivantes:

temp.	w_a	w_c	$\frac{w_c}{w_a}$
0°	43.05	82.25	1.911
50°	24.96	44.37	1.779
100°	15.78	26.26	1.664

Quand la température s'élève, la résistance électrique décroît donc dans toutes les directions et la diminution est plus rapide suivant l'axe que dans le plan principal. La résistance électrique w_θ dans une direction quelconque qui forme l'angle θ avec l'axe principal est liée aux quantités w_a et w_c par la relation

$$w_\theta = w_a \sin^2 \theta + w_c \cos^2 \theta$$

D'après les valeurs calculées suivantes de w_θ on voit à quel degré cette formule reproduit les valeurs de w_θ données par l'expérience.

θ	w_θ observé	w_θ calculé
27°15′	60.93	61.69
38°6′	54.65	55.91

La force thermo-électromotrice, entre les surfaces terminales de deux parallélipipèdes prismatiques dont les axes de figure font l'angle $\theta = 0^0$ ou $\theta = 90^0$ resp. avec l'axe principal, est

$$0.0000259 \text{ volt}$$

sur chaque degré de température. Le courant passe à la première surface de la seconde, quand la température s'elève. Entre la surface terminale d'un parallélipipède dont l'axe de figure fait un angle quelconque θ avec l'axe principal et une autre surface quelconque (cuivre, par exemple) la force thermo-électromotrice τ_θ est, selon la théorie:

$$\tau_\theta = \tau_a \sin^2\theta + \tau_c \cos^2\theta$$

Dans un cas special ($\theta = 27^0 15'$) *M. Bäckström* a observé $\tau_\theta = 0.0002923$ volt (fer oligiste — cuivre), pendant que la formule donne, comme l'a indiqué *M. Liebisch*[1]), $\tau_\theta = 0.0002933$ volt, valeur qui s'accorde très bien avec la valeur trouvée par l'expérience.

Des expériences magnétiques décrites ci-dessus et qui se rapportent aux champs compris entre 0 et 72 unités C. G. S., il résulte:

que le fer oligiste de Kragerö est paramagnétique dans toutes les directions;

qu'il a une force coercitive assez grande;

que le vecteur I de magnétisation n'a pas en général la même direction que le champ magnétique;

que dans les champs plus intenses les axes cristallographiques secondaires de première espèce sont equivalents à ceux de seconde espèce;

que la susceptibilité magnétique dans la direction de l'axe principal ne dépasse pas quelques centièmes de la susceptibilité dans le plan principal de symétrie;

que la susceptibilité magnétique dans le plan principal de symétrie est un ou deux millièmes de la susceptibilité du fer ordinaire.

[1]) *Liebisch*: Gött. Nachr. 1889, pg. 531.

Min undersökning har utförts å Upsala Fysiska Institution under loppet af höstterminen 1894 och vårterminen 1895, och ber jag härmed få framföra mitt hjertliga tack dels till *Herr Professor T. R. Thalén* för välvilliga upplysningar under utarbetandet af föreliggande uppsats dels till *Herr Professor K. Ångström* för det vänliga intresse, hvarmed mitt arbete omfattats, samt för de goda råd och den värdefulla hjelp, som jag haft glädjen få mottaga.

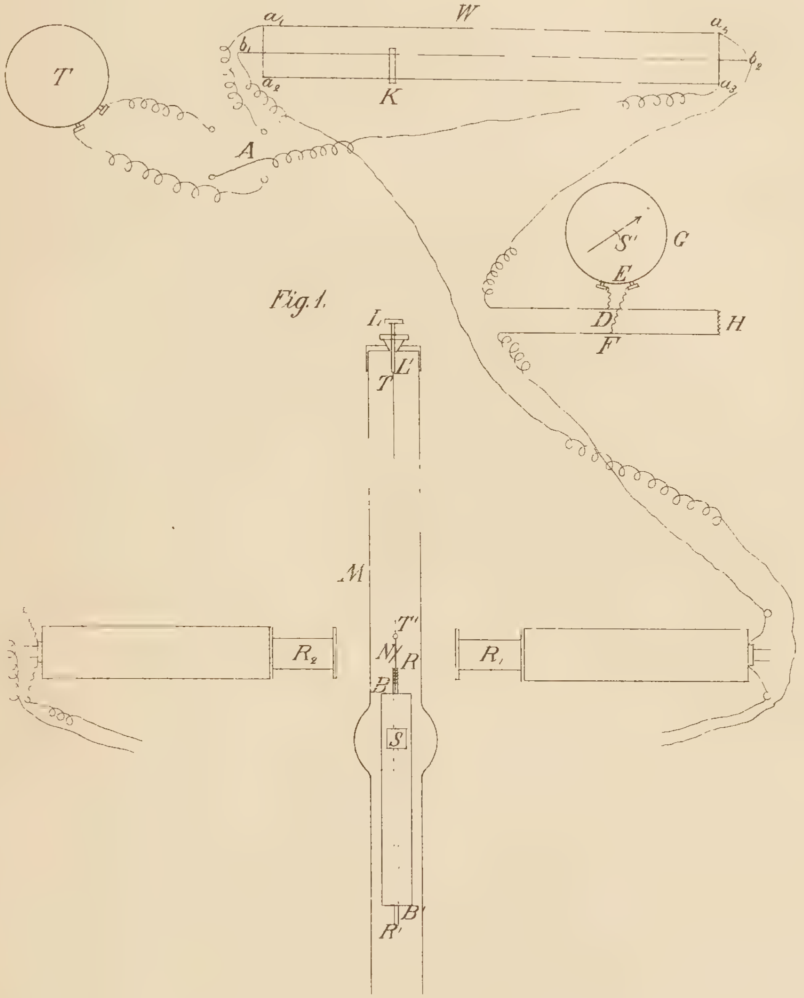
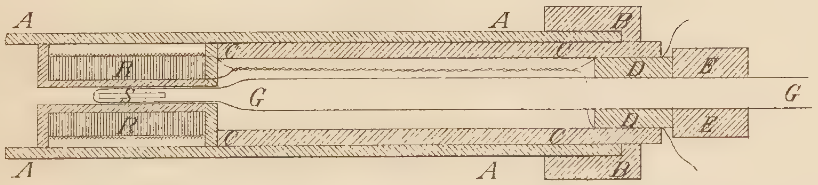


Fig. 1.

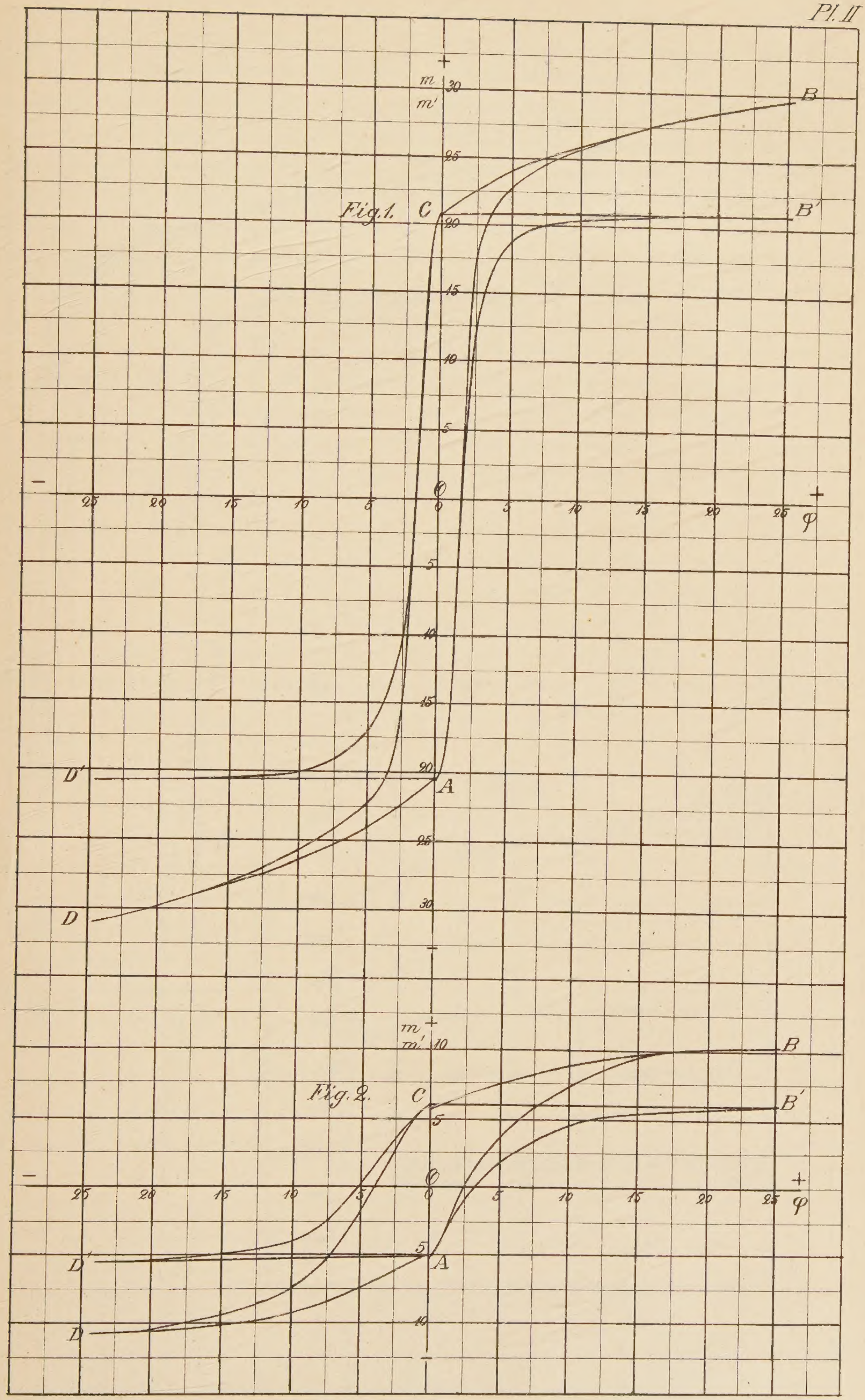
Fig. 2.



$^2/_3$ af nat. storl.

Lit. L. Ljunggren Upsala.

Pl. II



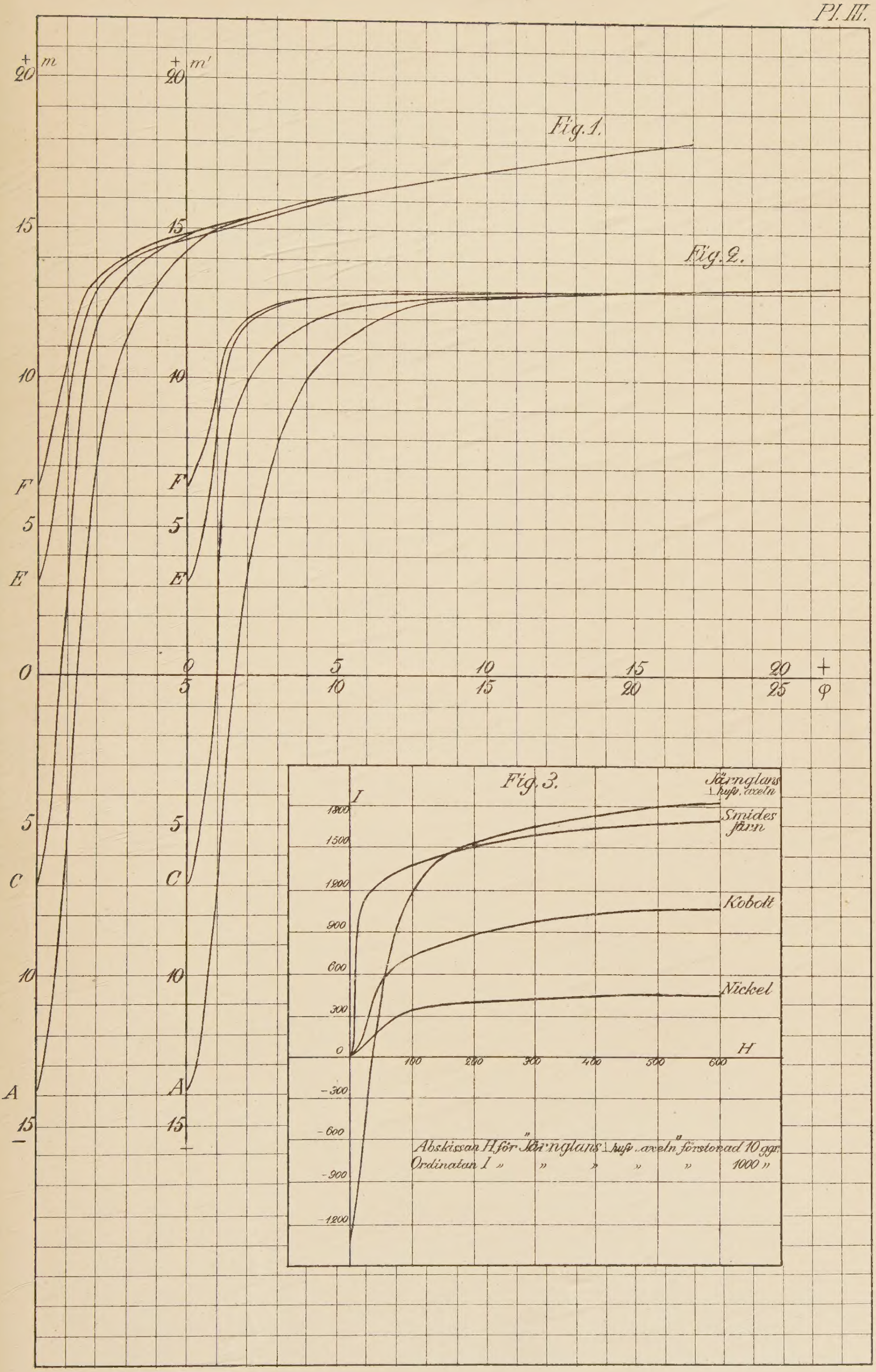


Fig. 1.
Fig. 2.
m
m'
A
C
E
F
φ
Fig. 3.
I
H
Järnglans ⊥ hufv. axeln
Smides järn
Kobolt
Nickel
Abskissan H för Järnglans ⊥ hufv. axeln förstorad 10 ggr.
Ordinatan I » » » » » 1000 »